Physikalische Zeitschrift

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Professor Dr. **M. Abraham**, Professor Dr. **L. Ambronn**, Professor Dr. **H. Boruttau**, Professor Dr. **A. Coehn**, Professor Dr. **Th. Des Coudres**, Professor Dr. **A. Johnsen**, Professor Dr. **W. Kaufmann**, Professor Dr. **F. Krüger**, Professor Dr. **H. Lorenz**, Professor Dr. **E. Meyer**, Professor Dr. **L. Rhumbler**, Professor Dr. **K. Schaum**, Professor Dr. **G. C. Schmidt**, Professor Dr. **K. Schwarzschild**, Professor Dr. **E. Wiechert**, Professor Dr. **E. Zermelo**.

Herausgegeben von

Dr. **E. RIECKE** und Dr. **H. TH. SIMON**

o. ö. Professor an der Universität Göttingen. o. ö. Professor an der Universität Göttingen

Redaktion: Dr. **H. BUSCH** in Göttingen.

VIERZEHNTER JAHRGANG.

1913

ZWEITER HALBBAND

Mit sechsunddreißig Tafeln.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

Leipzig,
Verlag von S. Hirzel.
1913.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

WITHDRAWN
from
OBERLIN COLLEGE
LIBRARY

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. 1. Juli 1913. 14. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 14 am 5. Juli 1913.

INHALT:

Originalmitteilungen:

W. Arkadiew, Das Verschwinden der ferromagnetischen Eigenschaften bei den kürzesten elektrischen Wellen. S. 561.

J. Stark u. G. Wendt, Über verschiedene Bandenspektra des Quecksilbers. S. 562.

J. Stark u. G. Wendt, Zur Unterscheidung der Quecksilberlinien λ 2536.7 und 2345.5 Å von den Quecksilberbanden bei λ 2540 und 2346 Å. S. 567.

Messungen von Brechungsindizes von Gasen unter hohem Druck.

I.: L. H. Siertsema u. M. De Haas, Die Dispersion des Wasserstoffs. S. 568.

II.: L. H. Siertsema, Die Dispersion von Luft und von Kohlensäure. S. 574.

W. Gerlach, Die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe, absolut gemessen. S. 577.

J. J. Lonsdale, Die magnetischen Eigenschaften von Vanadiumstahl. S. 581.

E. Pringsheim, Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn D. Hilbert: „Begründung der elementaren Strahlungstheorie". S. 589.

D. Hilbert, Bemerkungen zur Begründung der elementaren Strahlungstheorie. S. 592.

Zusammenfassender Bericht:

O. Scheuer u. J. Saphores, Bericht über die Jahresausstellung der französischen physikalischen Gesellschaft. V. S. 595.

Besprechungen:

M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik. S. 603.

E. Cohen, Jacobus Henricus van't Hoff. S. 603.

J. H. van't Hoff, Untersuchungen über die Bildungsverhältnisse der ozeanischen Salzablagerungen, insbesondere des Staßfurter Salzlagers. S. 603.

Wissenschaftliche Abhandlungen der Kaiserlichen Normal-Eichungskommission. VIII. S. 604.

L. Duparc u. A. Monnier, Traité de technique minéralogique et pétrographique. II 1. S. 605.

H. Brearly, The heat treatment of tool steel. S. 605.

P. Schulze, Lehrbuch der Physik. I. S. 605.

P. Janet, Allgemeine Elektrotechnik. I. S. 605.

W. Ostwald, Der energetische Imperativ. I. S. 606.

J. Bernstein, Elektrobiologie. S. 606.

P. Müller, Lehrbuch der technischen Physik. S. 607.

C. Breitfeld, Berechnung von Wechselstromfernleitungen. S. 607.

E. Leyst, Über erdmagnetische Ablenkungsbeobachtungen. S. 607.

E. Wirz, Beitrag zur Theorie und Untersuchung der Ferrarismeßgeräte. S. 608.

Personalien. S. 608.

Angebote. S. 608.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Verschwinden der ferromagnetischen Eigenschaften bei den kürzesten elektrischen Wellen.

Von W. Arkadiew.

Schon Hertz[1]) berührte bei seinen ersten Versuchen mit elektrischen Wellen die Frage über die Ummagnetisierungsfähigkeit des Eisens bei schnellen elektrischen Schwingungen. Eine Reihe von späteren, unten angeführten Arbeiten hat gezeigt, daß die magnetische Permeabilität in Feldern der Hertzschen elektrischen Wellen von einigen Metern noch sehr groß ist, jedoch viel kleiner, als in kontinuierlichen oder langsam wechselnden magnetischen Feldern; doch ist die Permeabilität für alle Metalle ihrem optischen Verhalten nach gleich 1 zu setzen, d. h. bei Licht- und Wärmewellen ist keine Magnetisierbarkeit mehr vorhanden. Es war also zu erwarten, daß in diesem Intervall die Permeabilität der ferromagnetischen Metalle mit der Wellenlänge stark abnehmen wird[2]).

Mich auf diese Tatsachen stützend, habe ich von 1905—1906 im Laboratorium von Herrn Prof. N. Umow in dieser Richtung einige Versuche gemacht; später von 1907—1911, habe ich auf Veranlassung und unter vielfacher Unterstützung von Herrn Prof. P. Lebedew in seinem Laboratorium die Untersuchung der magnetischen Permeabilität im Gebiete kürzester elektrischer Wellen unternommen.

Im Winter 1907/08 beschäftigte ich mich nach verschiedenen Methoden mit Messungen des Reflexionsvermögens metallischer Drähte[1]) für elektrische Wellen und ich habe gefunden, daß der Unterschied im Verhalten magnetischer und unmagnetischer Drähte bei längeren Wellen (30 cm) viel größer, als bei kürzeren (3 cm) ist[2]). Das konnte man nur durch weitgehendes Sinken der Permeabilität nach den kürzeren Wellen zu erklären.

In einer späteren theoretischen und experimentellen Untersuchung[3]) habe ich die einfachen mathematischen Formeln für die Berechnung des Absorptionskoeffizienten von ungedämpften elektrischen Wellen an zwei parallelen Drähten erhalten und ich habe gefunden, daß die gemessenen Werte für unmagnetische Drähte in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Zahlen stehen. Das ermöglicht die Berechnung der scheinbaren[4]) Permeabilität von magnetisierbaren Drähten aus der Größe des in ihnen

1) H. Hertz, Wied. Ann. **31**, 421, 1887.

2) Vgl. M. Abraham u. A. Föppl, Theor. d. Elektr. **1**, 333, 1907.

1) Vgl. Cl. Schäfer und M. Langwitz, Ann. d. Phys. **23**, 951, 1907.

2) W. Arkadiew, Journ. d. Russ. Phys.-chem. Ges., Phys. T. **45**, 45, 1913.

3) W. Arkadiew, ebenda **44**, 165, 1912.

4) Die Formeln setzen voraus, daß die Magnetisierung keine Verzögerung gegen die Feldänderungen zeigt und daß die Permeabilität unabhängig von der Feldstärke ist.

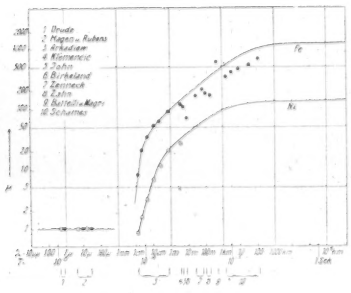
gemessenen Absorptionskoeffizienten. Die so gefundenen Werte von „u" für verschiedene Drahtsorten zeigen auch in diesem Falle ein schnelles Sinken der Magnetisierbarkeit im Gebiet der Wellenlängen von einigen cm. Die folgende Tabelle zeigt die Werte der Permeabilität (in sehr schwachen Feldern) des weichen schwedischen Eisendrahts (von 0,20 mm Durchmesser) und des Nickeldrahts (0,05 mm) bei Wellenlängen von 72,7—1,31 cm:

Wellenlänge cm	Eisen	Nickel
72,7	80,0	20,0
23,8	58,0	11,0
10,63	51,0	7,0
4,82	33,5	3,0
2,31	14,7	1,2
1,31	4,5	[0,85]

[Die letzte Zahl für Nickel bezieht sich für Nickeldraht von 0,20 mm Durchmesser.]

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß die magnetischen Eigenschaften dieses Eisendrahts bei $\lambda = 1{,}31$ cm nur 6 Proz. des Werts bei $\lambda = 72{,}7$ cm betragen und für Nickeldraht bei $\lambda =$ ca. 2 cm verschwinden.

Die nachstehende Figur zeigt, wie man nun die Änderung der größten beobachteten Werte



der magnetischen Permeabilitität mit der Periode des magnetischen Wechselfelds darstellen kann. In dem Diagramm sind die Logarithmen dieser Werte eingetragen. Die im Bereich 3 gezeichneten Punkte sind von mir bestimmt. Die durch diese Punkte gezogene Kurve verläuft, verlängert ins Gebiet der längeren Wellen, etwas oberhalb der von anderen Beobachtern gefundenen Werte, aber immer in der Nähe derselben. Wir finden hier eine Darstellung der größten von den durch Klemenčič[1]), John[1]), Birkeland[2]), Zenneck[3]), Zahn[4]), Battelli und Magri[5]) und Schames[6]) gefundenen Zahlen.

Weiter kommen wir in das Gebiet kleiner Änderung von μ mit der Frequenz. Von der Periode 0,001 Sek. ab[7]), von der sogenannten magnetischen Viskosität abgesehen, kann man völlige Unabhängigkeit der Permeabilität von der Schwingungszahl des Wechselfeldes annehmen und die von hier gezogene Kurve wird zu einer Geraden.

Die Kurve für Nickel verläuft in ihrem Anfange ähnlich der ersten Kurve und geht nahe dem von Klemenčič gegebenen Punkte vorüber. In ihren übrigen Teilen habe ich sie der ersten Kurve ähnlich gezogen.

Die so konstruierten Kurven geben eine anschauliche Vorstellung über die Änderung der Magnetisierbarkeit mit der Wechselzahl des Magnetfeldes. Bei kleinen Wechselzahlen haben wir einen Bereich von konstantem μ; bei größeren finden wir ein langsames Abfallen der Permeabilität ($10^{-3} > T > 10^{-9}$ sec) und bei noch größeren — in dem Gebiete der kürzesten elektrischen Wellen ($10 > \lambda > 1$ cm) — fällt sie sehr schnell ab. Ferner zeigen die Kurven, daß bei Wellenlängen von einigen mm die elektromagnetischen Vorgänge in ferromagnetischen Metallen bei $\mu = 1$ verlaufen, ebenso wie bei den Lichtstrahlen[8]) und bei den langwelligen Strahlen von Rubens[9]), die in den Bereichen 1 und 2 der Figur zu finden sind.

1) Ch. E. Saint-John, Phil. Mag. (5) **38**, 425. 1894; **39**, 297, 1895.
2) Birkeland, C. R. **116**, 93, 499, 625, 1893.
3) J. Zenneck, Elektr. Schwing. S. 416, 1905.
4) H. Zahn, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 185, 377, 1909.
5) A. Battelli e L. Magri, Rend. d. Linc. (5) **15**, [2] 93, 1906; diese Zeitschr. **8**, 298, 1907.
6) L. Schames, Ann. d. Phys. **27**, 64, 1908.
7) Die Untersuchung von M. Wien (Wied. Ann. **66**, 859, 1898) hat bei der Frequenz von 520 sec^{-1} nur eine kleine Abnahme (höchstens 40 Proz.) der Induktion gezeigt.
8) P. Drude, Phys. d. Äthers, S. 561, 1894.
9) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. **11**, 873, 1903.

Moskau, 2./15. Mai 1913.

(Eingegangen 20. Mai 1913.)

Über verschiedene Bandenspektra des Quecksilbers.

Von J. Stark und G. Wendt.

(Mit Tafel XXI.)

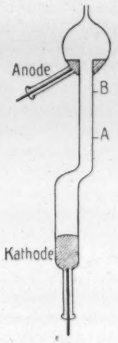
§ 1. Einleitung. — Es ist nunmehr für mehrere Elemente festgestellt, daß verschiedene Serienspektra desselben Elements positive Atomionen von verschiedener Wertigkeit als Träger

besitzen. Wie sich insbesondere für Quecksilber[1]) ergab, ist der Träger einer Duplettserie seines Spektrums das positiv einwertige, derjenige seiner Triplettserien das positiv zweiwertige Hg-Ion; außerdem kommen in seinem Spektrum noch Linien vor, welche von dem positiv dreiwertigen, ferner Linien, welche von dem positiv vierwertigen Hg-Ion emittiert werden; endlich ließ sich wahrscheinlich machen, daß die Einzellinien λ 2536,7—1849 Å von dem neutralen Hg-Atom emittiert werden.

Alle diese Linien des Quecksilbers sind zu der Gruppe der Serienspektren[2]) zu rechnen. Nun erhebt sich die Frage, ob Quecksilber in analoger Weise auch verschiedene Bandenspektren besitzt und welche Träger diese haben.

Diese Frage könnte allein aus phänomenologischem Interesse deswegen gestellt werden, weil sich in der Literatur verschiedene Angaben über Banden des Quecksilbers finden, welche nur zum Teil übereinstimmen. So haben zunächst J. M. Eder und E. Valenta[3]) im Blau, Violett und Anfang des Ultraviolett eine Reihe von Hg-Banden aufgefunden, welche in scharfe Linien aufgelöst sind. Sodann hat der eine von uns an einer Quecksilberquarzlampe im Ultraviolett mehrere Hg-Banden[4]) beobachtet, die als breite unscharfe kontinuierliche Streifen erschienen; ferner fand er Hg-Banden anderer Art[4]) in der negativen Glimmschicht in Hg-Dampf. In neuerer Zeit haben dann R. W. Wood[5]) und W. Steubing[6]) im Ultraviolett Hg-Banden sowohl in Absorption wie in Fluoreszenz beobachtet.

Gegenüber diesen verschiedenen Angaben ist von vornherein mit der Möglichkeit[7]) zu rechnen, daß Quecksilber verschiedene Bandenspektren besitzt. Eine erste Ordnung in sie zu bringen, war die Aufgabe vorliegender Untersuchung. Wir benützten hierbei einen Hilgerschen Quarzspektrographen; da dieser bei Füllung der ganzen Öffnung des Kollimatorobjektivs unscharf zeichnete, blendeten wir dieses ziemlich stark ab. Die von uns benützte Stromröhre hatte die in der Figur dargestellte Form ($^1/_3$ natürlicher Größe). Der zwischen Anode und Kathode liegende Teil war bis auf das



Stück zwischen A und B mit einem Heizdraht umwickelt; zur Herstellung höherer Hg-Dampfdrucke wurde die elektrische Heizung durch eine Bunsenflamme unterstützt. Die Stromröhre saß dauernd an einer Luftpumpe. Als Stromquelle diente eine Hochspannungsdynamo von 4500 Volt elektromotorischer Kraft.

§ 2. Das erste Bandenspektrum des Quecksilbers. — Bei ziemlich hohem Hg-Dampfdruck (1—10 mm) erhält man von der positiven Säule des Glimmstroms (10—30 Milliampere) neben dem bekannten Linienspektrum das in Fig. 1a und 1b der Tafel nach Spektrogramm [321] dargestellte erste Bandenspektrum des Quecksilbers. In dem Leistungsbereich unseres Spektrographen weist dieses Bandenspektrum fünf Intensitätsmaxima auf, das erste im Gebiet λ 490 bis 400 $\mu\mu$, das zweite zwischen λ 350 und 310 $\mu\mu$, das dritte zwischen λ 270 und 250 $\mu\mu$, das vierte bei λ 248 $\mu\mu$, das fünfte bei λ 234 $\mu\mu$. Die zwei letzten erscheinen in einzelne ziemlich breite kontinuierliche Streifen aufgelöst; diese folgen nach kürzeren Wellen zu in abnehmender Intensität aufeinander, in den einzelnen Streifen selbst hat die Intensität ihren größten Wert an der kurzwelligen Kante und nimmt von da nach längeren Wellen zu ab. Das entgegengesetzte Verhalten zeigt die Bandengruppe bei λ 2540 Å. Bei dieser Wellenlänge liegt die intensivere Kante des ersten kontinuierlichen Streifens. Dieser erstreckt sich, wie Aufnahmen von kürzerer Belichtung erkennen lassen und wie in der folgenden Mitteilung eingehend gezeigt wird, in abnehmender Intensität bis λ 2536,7 Å. Auf ihn folgen nach längeren Wellen zu dicht aufeinander in abnehmender Intensität weitere, kaum voneinander zu unterscheidende Bandenstreifen. Die zwei übrigen breiten Maxima machen zunächst den Eindruck kontinuierlicher Bezirke. Bei genauerem Zusehen kann man indes in ihnen eine Anzahl von ziemlich breiten

1) Die abgeschlossene Untersuchung hierüber wird an anderer Stelle (Ann. d. Phys.) demnächst veröffentlicht werden.
2) Vgl. J. Stark, Die elementare Strahlung, S. 42. Leipzig, S. Hirzel, 1911.
3) J. M. Eder u. E. Valenta, Denkschr. Wien. Akad. **61**, 401, 1894.
4) J. Stark, Ann. d. Phys. **16**, 490, 1905.
5) R. W. Wood, diese Zeitschr. **10**, 425, 466, 1909.
6) W. Steubing, diese Zeitschr. **10**, 787, 1909.
7) Herr H. Kayser hat in seinem Handbuch der Spectroscopie die zwei verschiedenen von mir angegebenen Bandenarten mit dem Bandenspektrum von Eder und Valenta zusammengeworfen. Stark.

kontinuierlichen Streifen erkennen; in beiden Bandengruppen scheint die Intensität wie bei den Gruppen bei λ 248 und 234 $\mu\mu$ nach kürzeren Wellen zu abzunehmen. In den Zwischenräumen zwischen den drei ersten Gruppen ist auf schwachem kontinuierlichem Grunde außerdem noch eine Reihe wenig intensiver unscharfer Bandenstreifen wahrzunehmen.

In Tabelle I sind die Wellenlängen der Ränder der Bandenstreifen der dritten, vierten und fünften Gruppe angegeben, in Tabelle II die Wellenlängen der eben erwähnten Streifen zwischen der ersten, zweiten und dritten Gruppe. Auf besondere Genauigkeit und Vollständigkeit in den Angaben der Wellenlängen legen wir hierbei keinen Wert. Die Tabellen sollen lediglich in ihrer Gesamtheit zur Charakteristik und

Tabelle I.

Wellenlänge in Å	Intensität	Bemerkungen
2542 kontinuierlich 2536	50	Anfang einer nach längeren Wellen laufenden Gruppe
2482		
2476 "	7	Anfang einer nach kürzeren Wellen laufenden Gruppe
2477 2470 "	2	
2345		
2343 "	5	
2340		
2338 "	3	"
2336		
2332 "	2	

Tabelle II.

Wellenlänge in Å	Intensität	Wellenlänge in Å	Intensität	Wellenlänge in Å	Intensität
4290	2	3480[1]	2	2903	1
4253	1	3470	2	2885	1
4212	1	3448[1]	2	2872	1
4172	1	3437[1]	2	2860	1
4137	2	3415[1]	1	2845	1
4122	2	3405[1]	1	2830	1
4092	1	3390[1]	1	2822	1
4018	1	3110	1	2815	1
3968	1	3092	2	2790	1
3936	1	3085	2	2781	1
3913	1	3060	2	2772	1
3880	1	3052	1	2765	1
3863	1	3040	1	2732	1
3847	1	3010	1	2725	1
3823	1	2990	1	2717	1
3800	1	2955	1	2710	1
3731	1	2945	1		
3593[1]	1	2915	1		

Identifizierung des ersten Bandenspektrums des Quecksilbers dienen.

1) Bereits früher beobachtet (J. Stark, Ann. d. Phys. 16, 490, 1905).

Nunmehr seien diejenigen Angaben in der Literatur angeschlossen, welche sich offenbar auf dieses Bandenspektrum des Quecksilbers beziehen. Die früher von dem einen von uns am *Hg*-Lichtbogen zwischen λ 359 und 338 $\mu\mu$ beobachteten Banden waren Bandenstreifen des ersten Bandenspektrums. R. W. Wood und W. Steubing haben an *Hg*-Dampf ein Bandenspektrum in Fluoreszenz beobachtet, das sie als kontinuierlich im Violett und in der Gegend von λ 334 $\mu\mu$, als linienartig bei λ 254 und 235 $\mu\mu$ beschreiben. Es kann kein Zweifel bestehen, daß dieses *Hg*-Fluoreszenz-Bandenspektrum[1]) mit dem hier beschriebenen ersten Bandenspektrum identisch ist. Weiter haben R. W. Wood und W. Steubing Banden bzw. unsymmetrische Linienverbreiterungen bei λ 2536 und 2346 Å in Absorption beobachtet. Diese Absorptionsbanden entsprechen offenbar den Fluoreszenzbanden bei λ 254 und 235 $\mu\mu$. Um einen etwaigen Zweifel in dieser Hinsicht zu beseitigen, haben wir auch einige Absorptionsaufnahmen an *Hg*-Dampf gemacht. Dieser befand sich hierbei in einem von außen angeheizten Quarzglasgefäß von 18 mm Schichtdicke. Den angenähert kontinuierlichen Grund für das Absorptionsspektrum lieferte uns ein 17 mm langer oszillatorischer Funke in Wasserstoff von Atmosphärendruck zwischen Aluminiumelektroden. Fig. 2 der Tafel (Spektrogramm [343b]) wurde für *Hg*-Dampf von Atmosphärendruck, dem etwas Wasserstoff beigemischt war, erhalten. Sie läßt beim Vergleich mit Fig. 1a und 1b die Übereinstimmung der Banden bei λ 254 und 234 $\mu\mu$ in Absorption und Emission erkennen.

Bemerkenswert ist folgendes Verhältnis. Die violette Bandengruppe bei λ 420 $\mu\mu$ und die erste ultraviolette Gruppe bei λ 340 $\mu\mu$ erscheint in Absorption noch nicht einmal angedeutet, wenn die Gruppe bei λ 234 $\mu\mu$ schon ziemlich gut wahrnehmbar ist. Dieser Gruppe wieder ist an Intensität in der Absorption die Gruppe bei λ 254 $\mu\mu$ weit überlegen; bei niedrigerem *Hg*-Dampfdruck ist nämlich diese Gruppe bereits intensiv, wenn jene noch unsichtbar ist.

Zu dem ersten Bandenspektrum des Quecksilbers gehört zweifellos noch eine bei λ 195 $\mu\mu$ liegende Gruppe[2]). Diese ist, wie W. Steubing fand, in Absorption noch beträchtlich intensiver als die Gruppe bei λ 254 $\mu\mu$. Ihre Zusammengehörigkeit mit den übrigen Banden-

1) Das an der positiven Säule in Emission auftretende erste Bandenspektrum kann zum Teil durch Fluoreszenz zustande kommen, insofern Licht aus dem Innern der Strombahn in der diese umgebenden *Hg* Dampfhülle absorbiert wird.

2) Diese Gruppe bedarf noch genauerer Untersuchung.

gruppen wird dadurch bewiesen, daß Lichtabsorption in ihr Fluoreszenz in diesen zur Folge hat.

Die Bandengruppen bei λ 195 und 254 $\mu\mu$ auf der einen Seite — beide charakterisiert durch intensive Absorption und Abschattierung nach längeren Wellen, die erste außerdem noch durch Ionisierung[1]) bei Lichtabsorption in ihr — die Bandengruppen bei λ 234—248—334—420 $\mu\mu$ auf der anderen Seite — charakterisiert durch geringe Absorption und Abschattierung nach kürzeren Wellen — stehen offenbar in dem Verhältnis[2]) von gekoppelten kurz- und langwelligen Banden.

§ 3. Das zweite Bandenspektrum des Quecksilbers. — Das erste Bandenspektrum des Quecksilbers wird nach unseren Beobachtungen an der positiven Säule des Glimmstroms oder Lichtbogens bei nicht zu großer Stromdichte (0,001—1 Amp. $\times$ cm^{-2}) in reinem *Hg*-Dampf von 1—10 mm Druck erhalten. Nun haben J. M. Eder und E. Valenta in einer Kapillare, durch welche sie Quecksilberdampf von einem Siedegefäß her strömen ließen, unter Anwendung eines kräftigen Induktoriums ohne parallele Kapazität das bis jetzt allein als solches bezeichnete *Hg*-Bandenspektrum[3]) erhalten. Wir vermuten, daß unter diesen Bedingungen der *Hg*-Dampfdruck beträchtlich größer als 10 mm und daß auch die momentane Stromdichte größer als 1 Amp. $\times$ cm^{-2} war. Ist dies der Fall gewesen, dann ist das Auftreten dieses zweiten Bandenspektrums an eine größere spez. elektrische Leistung $\left(\frac{\text{Volt} \times \text{Ampere}}{\text{cm}^3}\right)$ in der positiven Säule, wahrscheinlich an einen größeren Spannungsabfall in dieser geknüpft. Mit dieser Folgerung stimmen die Umstände überein, unter denen wir das zweite Bandenspektrum des Quecksilbers erhielten.

Wir stellten in der positiven Säule des Glimmstroms in der von uns benutzten Röhre dadurch einen großen Spannungsabfall her, daß wir Wasserstoff von 10—20 mm Druck in die Röhre leiteten und ihm nur wenig *Hg*-Dampf beimischten. Es wurde dann die Röhrenwand infolge des großen Spannungsabfalls sehr heiß; infolgedessen erwärmte sich das flüssige Quecksilber an den Elektroden nach kurzer Zeit beträchtlich, der aus ihm reichlich entwickelte Dampf schob dann den leichteren Wasserstoff vor sich her zum Teil aus der Röhre, so daß etwa 3 Minuten nach Stromschluß nicht mehr die anfänglichen Bedingungen für großen Spannungsabfall vorhanden waren. Aus diesem Grunde ließen wir bei den Aufnahmen, die uns das zweite Bandenspektrum in Bevorzugung vor dem ersten liefern sollten, den Strom nur 3 Minuten geschlossen, unterbrachen ihn dann, ließen die Röhre abkühlen, schlossen dann wieder usw. Die Stärke des Glimmstroms betrug bei diesen Versuchen 12—20 Milliampere.

In Fig. 3 Tafel XXI (Spektrogramm [332]) ist das so erhaltene zweite Bandenspektrum des Quecksilbers dargestellt; seine Identifizierung mit demjenigen von Eder und Valenta beobachteten Spektrum ist mit Hilfe der von diesen Autoren veröffentlichten Abbildung leicht. Wie man sieht, besteht zwischen dem ersten und dem zweiten Bandenspektrum hinsichtlich der Lage der Intensitätsmaxima, vor allem aber insofern ein großer Unterschied, als die Banden des zweiten Spektrums in scharfe Linien aufgelöst sind, wie wenigstens das Originalspektrogramm zeigt und wie auch bereits Eder und Valenta angeben.

Alle von Eder und Valenta beobachteten Banden laufen von längeren nach kürzeren Wellen. In Tabelle III sind die Wellenlängen der zwei Kanten (α und β) dieser Banden zusammengestellt. Die Banden 1, 2, 3, 4, 6, 8, 9 sind bereits von Eder und Valenta beobachtet.

Tabelle III.

	Kanten	Wellenlänge in Å	Intensität
1	α	4517	
	β	4514	1
2	α	4396	
	β	4393	3
3	α	4219	
	β	4214	6
4	α	4017	
	β	4012	5
5	β	3782	2
6	α	3729	
	β	3721	5
7	β	3650	5
8	α	3500	
	β	3495	7
9	α	3274	
	β	3268	4
10	α	3207	
	β	3202	2
11	β	2914	1
12	β	2872	1
13	β	2820	1

Nun treten im Ultraviolett in unseren Spektrogrammen weitere Banden[1]) auf, welche eine

1) W. Steubing, a. a. O.

2) Vgl. J. Stark, Die elementare Strahlung, S. 111, 225.

3) A. Hagenbach u. H. Konen, Zeitschr. f. wiss. Photogr. 1, 342, 1903, konnten die Angabe von Eder u. Valenta bestätigen.

1) Es ist natürlich möglich, daß das zweite Bandenspektrum im weiteren Ultraviolett noch andere Teile besitzt.

andere Struktur als die obigen Banden zeigen; sie laufen nämlich allem Anscheine nach von kürzeren nach längeren Wellen und scheinen ebenfalls von zwei verschiedenen intensiven Kanten auszugehen. Deren Wellenlängen sind in Tabelle IV zusammengestellt. Eder und Valenta entgingen die unterhalb λ 320 $\mu\mu$ liegenden Banden offenbar infolge der Absorption des von ihnen benützten Glasspektrographen.

Tabelle IV.

Kanten	Wellenlängen in Å	Intensität
α	3049	
β	3093	4
α	2986	
β	2995	3
α	2942	
β	2950	2

§ 4. Weitere Quecksilberbanden. — Wie das Beispiel des Stickstoffs und Sauerstoffs lehrt, vermögen die schnellen Kathodenstrahlen in der negativen Glimmschicht außer den Banden der positiven Säule noch weitere „negative" Banden in großer Intensität zur Emission zu bringen. Es kann uns darum nicht überraschen, wenn, wie der eine von uns beobachtet hat, in der negativen Glimmschicht in reinem *Hg*-Dampf weitere *Hg*-Banden auftreten, welche in der positiven Säule fehlen. Wir haben diese Banden nicht neu untersucht, sondern erwähnen nur der Vollständigkeit halber die hierüber früher gemachten Angaben. Diese Glimmschichtbanden setzen sich wie diejenigen des zweiten Spektrums aus scharfen Linien zusammen und laufen nach kürzeren Wellen, besitzen indes eine andere Struktur als jene. Ihre genauere Untersuchung muß einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

§ 5. Zuordnung der Bandenspektra des Quecksilbers. — Man könnte versucht sein, die Tatsache, daß Sauerstoff und Stickstoff in der positven Säule und in der negativen Glimmschicht verschiedene Bandenspektra besitzen, mit der Annahme zu deuten, daß das eine Spektrum von dem zweiatomigen Molekül, das andere von dem einatomigen Molekül emittiert werde. Diese Annahme erweist sich indes gegenüber der Tatsache als unhaltbar, daß Quecksilberdampf, der bereits bei niedrigen Temperaturen einatomig ist, mindestens drei verschiedene Bandenspektra besitzt. In diesem Punkte liegt die prinzipielle Bedeutung des Nachweises verschiedener Bandenspektra des Quecksilbers.

Nachdem sowohl durch die elektromagnetische Analyse[1]) wie durch die eingangs erwähnte spektralanalytische Untersuchung das Vorkommen von ein-, zwei- und dreiwertigen *Hg*-Atomionen im Glimmstrom festgestellt ist, liegt es nahe, auf die Bandenspektra des Quecksilbers die von dem einen[2]) von uns aufgestellte Hypothese über die Zentra der Bandenspektra anzuwenden. Nach dieser Hypothese sind die Zentra der Bandenspektra die abtrennbaren Valenzelektronen der chemischen Elemente; bei ihrer Wiederanlagerung an ihre Bindungsstelle emittieren sie Lichtenergie, bei Absorption von Lichtenergie werden sie in Schwingungen partiell oder total von ihrer Bindungsstelle abgetrennt. Bei der Anlagerung eines Valenzelektrons an ein positiv einwertiges Atomion kommt ein Bandenspektrum zur Emission (erstes Bandenspektrum); bei der Anlagerung eines Valenzelektrons an ein positiv zweiwertiges Atomion wird ein anderes davon verschiedenes Bandenspektrum emittiert; beim Übergang des dreiwertigen Atomions in ein zweiwertiges durch Elektronisierung entsteht ein drittes Bandenspektrum.

Das erste Bandenspektrum des Quecksilbers läßt sich mit Sicherheit dem neutralen System einwertiges *Hg*-Ion-Elektron, das in der Wiedervereinigung zum neutralen Atom begriffen ist, oder, wenn man will, einem Valenzelektron des neutralen *Hg*-Atoms zuordnen. So wird verständlich, daß es bereits an dem nichtionisierten *Hg*-Dampf in Absorption und Fluoreszenz erscheint. Zudem hat der eine[3]) von uns bereits gezeigt, daß die Träger dieses Bandenspektrums von blaugrüner Gesamtfarbe in Emission durch ein elektrisches Feld nicht beeinflußt werden, insofern sie leuchtend ein starkes elektrisches Feld transversal oder longitudinal unbeschleunigt durchlaufen können.

Schwieriger wird die Zuordnung des zweiten Bandenspektrums des Quecksilbers. Wir können nur mit ziemlicher Sicherheit sagen, daß es einem Valenzelektrom zukommt, das in der Wiedervereinigung mit einem zwei- oder dreiwertigen *Hg*-Atomion begriffen ist.

Ob die *Hg*-Banden in der negativen Glimmschicht das System dreiwertiges Ion-Elektron oder das System vierwertiges Ion-Elektron als Träger haben, läßt sich nach den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen nicht entscheiden. Beides erscheint möglich.

1) J. J. Thomson, Jahrb. d. Rad. u. El. **8**, 197, 226, 1911.
2) J. Stark, Die elementare Strahlung, S. 102.
3) J. Stark, Ann. d. Phys. **14**, 531, 1904.

Aachen, Physik. Institut d. Techn. Hochschule, 15. Mai 1913.

(Eingegangen 20. Mai 1913.)

Zur Unterscheidung der Quecksilberlinien λ 2536,7 und 2345,5 Å von den Quecksilberbanden bei λ 2540 und 2346 Å.

Von J. Stark und G. Wendt.

(Mit Tafel XXI.)

§ 1. Einleitung. — Die wohl jedem Spektralanalytiker bekannte *Hg*-Linie λ 2536,7 Å besitzt prinzipielle Bedeutung. Nach unseren Untersuchungen an Kanalstrahlen stellt sie nämlich wahrscheinlich den ersten Fall einer Serienlinie dar, welche zum Unterschied von den meisten anderen Serienlinien ein neutrales Atom als Träger hat. Dieser Umstand veranlaßte uns, die Bedingungen genau zu untersuchen, unter welchen sie in Emission und Absorption erscheint, und vor allem sie unterscheidend von der dicht bei ihr liegenden *Hg*-Linie λ 2534,9 und der Bande bei 2540 Å zu charakterisieren. Da sich in der Literatur hinsichtlich der Absorption, asymmetrischen Verbreitung und Fluoreszenz der Linien λ 2536,7 und 2345,5 Å Angaben[1]) finden, in welchen nicht genügend scharf zwischen diesen Linien und den bei ihnen liegenden Banden unterschieden ist, so ist es zur Hintanhaltung weiterer Verwirrung vielleicht nicht überflüssig, daß wir unsere Resultate in dieser Hinsicht kurz mitteilen.

Der Spektrograph und die Methoden, deren wir uns hierbei bedienten, waren dieselben, welche wir in der vorausgehenden Untersuchung benützten.

§ 2. Die Linie λ 2345,5 Å und die Bande bei λ 2346 Å. — Wie aus der Fig. 1 a u. 1 b (Tafel) ohne weiteres ersichtlich ist, hat die Serienlinie λ 2345,5 Å nichts mit der Bande bei λ 2346 Å zu tun. Der bei dieser Wellenlänge liegende erste intensive Streifen einer Bandengruppe erscheint nur bei geringer Dispersion so schmal, daß er mit der Serienlinie λ 2345,5 Å verwechselt werden kann. Bei größerer Dispersion erscheinen beide deutlich voneinander unterschieden, nämlich der Streifen 2—3 Å breit, die Linie, in seinen Anfang hineingelegt, scharf und schmal. Die angebliche Fluoreszenz der *Hg*-Linie λ 2345,5 Å ist eine Fluoreszenz der Bandengruppe bei λ 2346 Å; das gleiche gilt von der angeblichen Absorption des *Hg*-Dampfes in der Linie λ 2346 Å. Und was die unsymmetrische Verbreiterung der „Linie" λ 2346 Å nach kürzeren Wellen mit steigendem Dampfdruck betrifft, so ist sie in Wirklichkeit das allmähliche Erscheinen der Streifen kürzerer Wellenlänge in der Bandengruppe bei λ 2346 Å.

§ 3. Die Linien λ 2534,9 und 2536,7 Å und die Bande bei λ 2540 Å in Emission. — Schwieriger erscheint die Analyse der drei bei λ 2536 Å dicht aneinander gelagerten *Hg*-Frequenzen. Bei höherem Dampfdruck (1 bis 10 mm) und mäßiger Stromstärke (10—60 Milliampere) erhielten wir hier intensiv λ 2536,7 Å, etwas weniger intensiv neben ihr auf ihrer kurzwelligen Seite die Linie λ 2534,9 Å und noch weniger intensiv auf ihrer langwelligen Seite ausgehend von einer Kante bei λ 2540 Å bis zu ihr sich erstreckend einen kontinuierlichen Bandenstreifen. In Fig. 4 der Tafel (nach Spektrogramm [332], ungefähr 13fache Vergrößerung) erscheinen nicht wie im Originalspektrogramm die Linien λ 2534,9 und 2536,7 Å durch ein Intensitätsminimum getrennt.

Man kann diese zwei Linien auch ohne die Bande bei einem geringeren Intensitätsunterschied[1]) erhalten, indem man einen starken Strom (30 Milliampere) durch Wasserstoff von ungefähr 100 mm Druck und nur sehr wenig *Hg*-Dampf schickt. Dies läßt Fig. 5 der Tafel nach Spektrogramm [329a] erkennen.

Die damit gekennzeichnete wechselseitige Unabhängigkeit der Intensitätsänderung der Linien λ 2536,7 und 2534,9 Å und der Bande bei λ 2540 Å beweist, daß diese Spektralgebilde des Quecksilbers nicht Komponenten einer und derselben Linie oder Bande sind.

Daß man zu einer solchen Auffassung versucht sein könnte, zeigen die Fig. 6, 7, 8 nach Spektrogramm [326d—e] (*Hg*-Druck ungefähr 10 mm, 15 Milliampere) für drei verschiedene Expositionszeiten (3, 5, 10 Minuten). Auch könnte man versucht sein, die Kante der Bande bei λ 2540 Å als *Hg*-Linie zu registrieren. In der Tat führt Kayser diese Bandenkante in seinem Verzeichnis der *Hg*-Linien in seinem Handbuch der Spectroscopie.

§ 4. Die Linie λ 2536,7 Å und die Bande bei λ 2540 Å in Absorption[2]). — Sowohl die Linie λ 2536,7 Å wie die Bandenkante λ 2540 Å haben wir an reinem *Hg*-Dampf von Zimmertemperatur und somit von ungefähr 0,001 mm Druck deutlich in Absorption bei 18 mm Schichtdicke erhalten. Die Absorption in der Bandenkante ist zwar beträchtlich schwächer als in der Linie, aber doch deutlich vorhanden. Fig. 9 der Tafel (nach Spektrogramm [339a] bei etwas höherer Temperatur als 20°) zeigt das Aussehen von Linie und Bandenkante, wie es sich für Zimmertemperatur des *Hg*-Dampfes ergibt.

Mit steigendem Druck (50 mm) des reinen *Hg*-Dampfes wächst sowohl in der Linie und

1) Vgl. R. W. Wood, diese Zeitschr. **10**, 425, 466, 1909; W. Steubing, diese Zeitschr. **10**, 787, 1909.

1) Umgekehrt erscheint bei sehr kleinem Druck und kleiner Stromstärke (0,5 Milliampere) λ 2534,9 Å kaum angedeutet neben der sehr intensiven Linie λ 2536,7 Å.

2) Vgl. R. W. Wood, a. a. O.

in der Bandenkante die Absorption, gleichzeitig auch in dem Zwischenraum zwischen beiden, wie Fig. 10 (nach Spektrogramm [340]) zeigt. Bei etwa 200 mm Druck sind Bandenkante und Linie in ein breites Band (Fig. 11, nach Spektrogramm [341]) verschmolzen, auch beginnt auf der langwelligen Seite des Bandenstreifens die Absorption in einem weiteren Streifen sichtbar zu werden. Bei weiter erhöhtem Druck unter Beimischung von Wasserstoff kommt dann, wie Fig. 2 der Tafel erkennen läßt, noch eine Reihe weiterer Absorptionsbandenstreifen in kontinuierlicher Folge nach längeren Wellen heraus.

Nach dem Vorstehenden ist es offensichtlich unrichtig, von einer asymmetrischen Verbreiterung der Linie 2536,7 Å nach längeren Wellen mit steigendem Druck zu sprechen; diese angebliche asymmetrische Verbreiterung wird vielmehr durch das Herauskommen der nach längeren Wellen mit abnehmender Intensität sich aneinanderreihenden Bandenstreifen vorgetäuscht.

Ob und in welcher Weise, symmetrisch oder asymmetrisch, die Linie λ 2536,7 Å in Absorption durch den Zusatz eines Gases zu *Hg*-Dampf verbreitert oder ob sie gar verschoben wird, erscheint uns wegen der Nähe der über sie greifenden Bande bei λ 2540 Å schwierig zu entscheiden, um so mehr, als jedenfalls in dieser die Absorption durch den Zusatz von Gasen verstärkt wird.

§ 5. Probleme bezüglich der Fluoreszenz der Linie λ 2536,7 Å und der Bande bei λ 2540 Å. — Nach den Beobachtungen von R. W. Wood und W. Steubing kann das erste Bandenspektrum des Quecksilbers und somit auch die *Hg*-Bande bei λ 2540 Å in Fluoreszenz durch Absorption von Licht in der Bande bei λ 190 $\mu\mu$ angeregt werden. Auf Grund der vorliegenden Unterscheidung zwischen der Linie λ 2536,7 Å und des Bandenstreifens λ 2540 bis 2536 Å erscheint eine genaue Analyse der Fluoreszenz (Resonanzstrahlung) in dieser Linie und in diesem Bandenstreifen wünschenswert. Es ist festzustellen, ob die Linie λ 2536,7 Å durch Absorption in ihr selbst, durch Absorption in der mit ihr wahrscheinlich zu derselben Serie gehörigen Linie λ 1849 Å und durch Absorption in einem Streifen (λ 2540 Å?) des ersten *Hg*-Bandenspektrums zu Fluoreszenz angeregt werden kann. Weiter ist zu prüfen, ob die Fluoreszenz in dem Bandenstreifen λ 2540—2536 Å auch durch Absorption in den *Hg*-Linien λ 2536,7 und 1849 Å erregt wird. Eine derartige Untersuchung ist freilich deswegen schwierig, weil sie für den Monochromator eine große Dispersion bei λ 2537 Å erfordert. Sie dürfte sich aber bei der prinzipiellen Bedeutung der *Hg*-Linie λ 2536,7 Å lohnen; auch deckt sie vielleicht einen Zusammenhang zwischen einer Serie „wirklich" einfacher Linien des neutralen Atoms und dem ersten Bandenspektrum des Atoms auf.

Aachen, Physikal. Institut der Technischen Hochschule, 15. Mai 1913.

(Eingegangen 20. Mai 1913.)

Messungen von Brechungsindizes von Gasen unter hohem Druck. Erste Mitteilung: Die Dispersion des Wasserstoffs.

(Determinations of refractive indices of gases under high pressures. First paper: The dispersion of hydrogen.)

Von L. H. Siertsema und M. De Haas[1]).

1. — Die modernen Lichttheorien, die auf Grund der Elektronentheorie entwickelt worden sind, führen zu mancherlei Beziehungen, die sich auf verschiedene Weise experimentell nachprüfen lassen. Beispielsweise hat der eine von uns[2]) sich bemüht, aus seinen Versuchen über die magnetische Rotationsdispersion von Gasen Werte von e/m für die Elektronen zu erhalten, die an der Lichtschwingung teilnehmen. Für diese Ableitung waren Werte von $dn/d\lambda$ (n = Brechungsindex, λ = Wellenlänge) für jene Gase bei hohem Druck erforderlich, während nur solche Bestimmungen vorlagen, die bei Atmosphärendruck, oder wenigstens bei niedrigem Druck, ausgeführt worden waren. Es ist zweifelhaft, ob es sich rechtfertigen läßt, die so gewonnenen Werte auf hohen Druck anzuwenden.

Die wenigen Messungen, die bisher über die Brechungsindizes von Gasen bei hohen Drucken ausgeführt worden sind, hatten alle den Zweck, die Beziehung zwischen dem Brechungsindex und der Dichte des Gases zu erhalten. Die Frage, ob sich die Dispersion mit dem Druck ändert oder nicht, ist noch nicht zum Gegenstande einer Experimentaluntersuchung gemacht worden. Wir haben deshalb eine ausführlichere Untersuchung in Angriff genommen, welche eine Bestimmung von Brechungsindizes bei hohen Drucken für verschiedene Wellenlängen mit umfaßt.

Angesichts des hohen Genauigkeitsgrades, den man durch Verwendung einer Interferenzmethode erreichen kann, ist es höchst vorteilhaft, zur Bestimmung der Brechungsindizes von

1) Vorgetragen in der Sitzung der Wis- en Natuurkundige Afdeeling der Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam am 25. November 1911.

2) Versl. Kon. Ak. van Wet. Amsterdam 11, 499, 1902/03; Leiden Communications Nr. 82.

Gasen eine solche Methode zu benutzen. Viele Forscher haben für die Zwecke derartiger Messungen Interferenzmethoden angewandt. Wir benutzten bei unseren Versuchen ein Jaminsches Interferenzrefraktometer. In den Gang des einen der interferierenden Strahlen wird eine Röhre mit dem zu untersuchenden Gase gebracht, und man kann dann bei Verwendung monochromatischen Lichts die Anzahl der Streifen zählen, welche durch das Fadenkreuz des Fernrohrs hindurchgehen, wenn man die Menge des in der Röhre enthaltenen Gases verändert. Man bestimmt die Dispersion durch Zählung der Streifen, die durch das Gesichtsfeld gehen, wenn man nacheinander verschiedene Wellenlängen anwendet. Stellen nämlich k_1 und k_2 die Anzahl der Streifen dar, die bei Licht von der Wellenlänge λ_1 bzw. λ_2 durch das Gesichtsfeld gehen, wenn die Dichte des Gases sich von o bis zu einem gegebenen Werte ändert, dann ist

$$k_1 \lambda_1 = (n_1 - 1)\, e,$$
$$k_2 \lambda_2 = (n_2 - 1)\, e,$$

wo n_1 und n_2 die Brechungsindizes für die beiden Farben bei dieser bestimmten Dichte sind, und e die Länge der Röhre ist. Ferner erhalten wir in dem Verhältnis

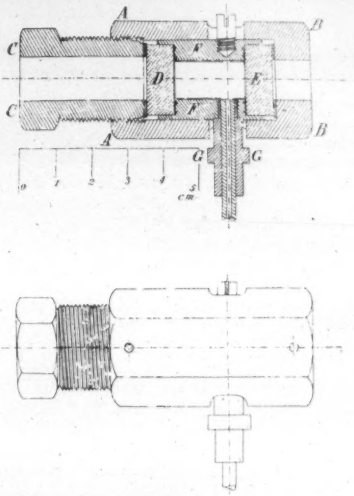
$$\frac{n_1 - 1}{n_2 - 1} = \frac{\lambda_1 k_1}{\lambda_2 k_2} = c_{12}$$

eine Größe, welche die Dispersion des Gases ausdrückt, und die wir als eine Dispersionskonstante bezeichnen wollen.

Es sei bemerkt, daß die Werte dieser Dispersionskonstanten sich ohne Kenntnis der Länge e der Röhre erhalten lassen. Diese ist nur zur Ermittlung der Brechungsindizes n_1 und n_2 erforderlich. Bei der Bestimmung der Zahlen k_1, k_2 ··· läßt sich ein hoher Genauigkeitsgrad erreichen, denn die darin enthaltenen ganzen Zahlen kann man durch direktes Auszählen erhalten, und die Bruchteile lassen sich aus der Stellung des Fernrohrfadenkreuzes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Streifen bestimmen. Wenn die Anzahl der durch das Gesichtsfeld gehenden Streifen einige Hundert erreicht, so lassen sich offenbar die Zahlen k mit einem Genauigkeitsgrade ermitteln, der den bei der Messung von e erreichbaren weit übertrifft. Auch muß man bei der Messung von Brechungsindizes die Temperatur und den Druck des Gases mit einem entsprechenden Grade von Genauigkeit kennen, während sich die Dispersionskonstanten mit der Dichte des Gases nur wenig ändern werden.

Dieser Umstand veranlaßte uns, unsere Untersuchung in zwei Teile zu teilen, von denen der erste eine Bestimmung der Dispersionskonstanten umfaßte, der zweite eine Bestimmung der Brechungsindizes. Die in der vorliegenden Mitteilung beschriebenen Messungen betreffen den ersten Teil der Untersuchung.

2. — Wir geben hier eine schematische Zeichnung der Röhre, die das zu untersuchende Gas enthielt, und die in den Gang des einen der interferierenden Lichtstrahlen gebracht wurde.



Es bedeuten:

A B das Stahlrohr mit zylindrischer Bohrung, das außen sechskantig ist;

C eine Mutter zur Dichtung von *D*, *E* und *F*;

D und *E* 8 mm dicke Glasplatten,

F einen etwa 2 cm langen Stahlzylinder, dessen überstehende Ränder die Glasplatten umfassen.

Zwischen *F* und den Glasplatten liegen Unterlagsscheiben aus Klingerit, einem für Dampfdichtungen benutzten Dichtungsmaterial, das sich für den vorliegenden Zweck wundervoll eignet. Messingringe verhinderten ein Hineinpressen des Dichtungsmaterials in die Röhre. Außerhalb der Glasplatten und des Metalls befinden sich auf jeder Seite ein Messingring und einige Unterlagsscheiben aus Papier. *F* ist durch die Verschraubung *G* an das Hochdrucksystem angeschlossen.

Diese Verbindung führt zu einem Manometer und zu einem Behälter, der mit dem zu untersuchenden Gase unter hohem Druck gefüllt ist; ferner kann durch sie eine Verbindung mit einer Luftpumpe, und zwar einer Gaedeschen Kapselpumpe, hergestellt werden.

Die kreisförmige Skala des Metallmanometers hat einen Durchmesser von 16 cm, und es lassen sich an ihr Drucke bis zu etwa 150 Atmosphären aufwärts bis auf $^1/_{10}$ Atmosphäre ablesen. Herr Kohnstamm hat uns freundlichst Gelegenheit gegeben, dieses Manometer vor und nach den Messungen mit dem Stückrathschen Manometer zu vergleichen, das er im Physikalischen Institut zu Amsterdam aufgestellt hat. Wir fanden, daß die Manometerangaben praktisch dieselben blieben; der Unterschied betrug nämlich im Höchstfalle nicht mehr als $^1/_{10}$ Atmosphäre.

Neben die Röhre, durch die der eine der interferierenden Strahlen hindurchging, und in den Gang des anderen Strahls, werden zwei Glasplatten gestellt, die mit denen in der Versuchsröhre identisch sind. Mittels dreier Justierschrauben kann man diese Platten ein wenig bewegen und dadurch die Richtung der Interferenzstreifen so regulieren, daß sie die für die Beobachtung günstigste Lage einnehmen. Zu diesem Zwecke kann man natürlich auch die Justierschrauben einer der Glasplatten des Interferometers benutzen. Es ergab sich, daß vor der ersten Glasplatte des Interferometers ein breiter Spalt erforderlich war, um scharf definierte Streifen zu erhalten. Die ganze Apparatur wurde in ein Gehäuse aus Eisenblech eingeschlossen, das bei den späteren Versuchen mit Watte gefüllt wurde, so daß nur die Bahnen der Lichtstrahlen frei blieben. Die Öffnungen in diesem Gehäuse wurden mit Glasplatten verschlossen. Die Hochdruckverschraubung und das Manometer wurden gleichfalls bis an den ersten Regulierhahn in Watte eingewickelt. Neben der Versuchsröhre wurde die Kugel eines Thermometers angeordnet, dessen Skala aus dem Gehäuse herausragte.

3. — Die in der vorliegenden Mitteilung behandelten Versuche wurden mit reinem Wasserstoff angestellt. Diesen erhielten wir, dank der Freundlichkeit des Herrn Professor Kamerlingh Onnes, aus dem Leidener Institut, wo er durch Ausfrieren der Verunreinigungen bei sehr tiefen Temperaturen aus unreinem Wasserstoff hergestellt worden war[1]).

Bei der ersten Messungsreihe war die Lichtquelle eine Quarzglasquecksilberlampe von Heraeus, und das Licht wurde durch eine Linse auf den bereits erwähnten Spalt vor dem Interferometer konzentriert. Mit Hilfe von Lichtfiltern wurden die drei Wellenlängen (Gelb, Grün und Blau), aus denen das von dieser Lampe ausgesandte Licht hauptsächlich besteht, isoliert[1]).

Die Interferenzstreifen wurden durch ein Fernrohr mit Fadenkreuz beobachtet, und es wurde die Anzahl der Streifen bestimmt, die durch den Schnittpunkt der Fäden hindurchgingen, wenn die Dichte des Gases in der Versuchsröhre verändert wurde; zur Auswertung von Bruchteilen benutzten wir einen Jaminschen Kompensator.

Die bei diesen Messungen erreichte Genauigkeit war nicht so groß wie die bei späteren Versuchen erreichte; wir werden diese Messungen deshalb nicht im einzelnen beschreiben, sondern uns damit begnügen, die Ergebnisse mitzuteilen.

In der nachstehenden Tabelle sind die Zahlen k_1, k_2, k_3 der Streifen angegeben, welche durch das Gesichtsfeld gingen, wenn die Dichte des Gases sich von dem durch die unten angegebenen Werte des Druckes und der Temperatur bestimmten Beträge bis auf Null änderte, und zwar für jede der drei Farben $\lambda_1 = 0{,}578\ \mu$, $\lambda_2 = 0{,}546\ \mu$ und $\lambda_3 = 0{,}436\ \mu$. Die Tabelle enthält weiter die Dispersionskonstanten

$$c_{12} = \frac{n_1 - 1}{n_2 - 1} = \frac{k_1 \lambda_1}{k_2 \lambda_2},$$

$$c_{32} = \frac{n_3 - 1}{n_2 - 1} = \frac{k_3 \lambda_3}{k_2 \lambda_2}.$$

Tabelle I.

k_1	k_2	k_3	c_{12}	c_{32}	Druck in Atm.	Temp.
190,28	201,98	256,98	0,99713	1,01546	81,7	18,0°C
182,45	193,69	246,31	0,99701	1,01495	76,8	14,0
172,48	183,08	232,81	0,99716	1,01492	73,5	16,0
164,86	174,99	222,62	0,99716	1,01537	69,6	14,2
152,17	161,51	205,38	0,99723	1,01492	64,2	14,1
—	114,20	145,20	—	1,01478	44,9	11,0
90,07	95,64	121,62	0,99679	1,01493	37,4	11,3
		Mittelwerte:	0,99708	1,01505		
			+0,00007	+0,00010		

Bei den späteren Versuchen benutzten wir eine Quarzglasamalgamlampe von Heraeus (220 Volt, 5 bis 6 Amp.) als Lichtquelle. Das Spektrum dieses Lichts besteht aus einer Anzahl von Linien, von denen die des *Hg*, des *Zn* und des *Cd* besonders hell sind. Wegen reichlicher Ozonbildung erwies es sich als notwendig, die Lampe unter einen Abzug zu stellen.

1) Kamerlingh Onnes, Versl. K. Ak. van Wet. **17**, 934, 1908/09; Leiden Communications Nr. 109b.

1) Wir benutzten eine Lösung von Eosin, die nur Gelb hindurchläßt, und eine konzentrierte Lösung von Didymnitrat, die das Gelb absorbiert. Im letztgenannten Falle wurden die beiden übrigen Farben durch Verwendung grünen oder blauen Glases isoliert. Für das Blau benutzten wir eine der neueren Glassorten von Schott und Genossen, Nr. 3086, und zwar mit ausgezeichnetem Erfolg. Diese Glassorten sind von Zsigmondy ausführlich beschrieben worden (siehe Zeitschr. f. Instrumentenkde **21**, 97).

Ein Kollimator mit ziemlich breitem Spalt wurde dicht an die Lampe, aber außerhalb des Abzugs, gestellt. Das aus dem Kollimator austretende Lichtstrahlenbündel ging durch das Interferometer, von dem der Jaminsche Kompensator abgenommen worden war, und fiel dann auf ein Hilgersches Spektroskop mit konstanter Ablenkung. Im Gesichtsfeld des Fernrohrs erhielten wir auf diese Weise eine Reihe von Spaltbildern, deren jedes einer der von der Amalgamlampe ausgesandten Wellenlängen entsprach. Der Kollimatorspalt wurde so breit gemacht, daß einige seiner Bilder zum Teil übereinandergriffen. Jedes einzelne Spaltbild war von einem System von Interferenzstreifen durchzogen; diese waren im Grün horizontal, im Blau und Violett aber ein wenig geneigt. Im Rot waren etwa 3 und im Violett etwa 5 Streifen sichtbar. Die Streifen in irgendeinem Spaltbilde schienen nicht alle in derselben Ebene zu liegen, so daß sie nicht alle gleichzeitig im Fernrohr scharf eingestellt waren. Auch ihre scheinbare Lage im Gesichtsfeld änderte sich, wenn sich die Dichte des Gases in der Versuchsröhre änderte. Das Fernrohr wurde so eingestellt, daß bei allen während der Versuche vorkommenden Dichten des Gases auf einen nicht weit vom Mittelstreifen entfernt liegenden Streifen genügend scharf eingestellt werden konnte.

Bei diesen Versuchen wurden an sechs verschiedenen Spaltbildern Messungen vorgenommen. Diese waren:

a) das Bild der roten Kadmiumlinie $\lambda_a = 0{,}644\ \mu$; dieses Bild wurde teilweise von dem der Zinklinie 0,636 μ bedeckt; der unbedeckte Teil war indessen breit genug, um die in ihm gelegenen Interferenzstreifen gut zur Beobachtung gelangen zu lassen;

b) das Bild der grünen Quecksilberlinie $\lambda_b = 0{,}546\ \mu$; dieses Bild war sehr hell; die Interferenzstreifen waren auch leicht zu beobachten, immerhin waren sie nicht so scharf definiert, wie man nach ihrer großen Intensität erwarten würde; möglicherweise üben hier Trabanten einen störenden Einfluß aus;

c) das Bild der grünen Kadmiumlinie $\lambda_c = 0{,}509\ \mu$; in diesem Falle waren die Streifen durchweg vollständig dunkel;

d) das Bild der blauen Zinklinie $\lambda_d = 0{,}472\ \mu$; dieses Bild lag mit einer Anzahl anderer so, daß nur ein Teil von ihm frei war, in dem die Streifen, die sehr scharf definiert waren, untersucht werden konnten;

e) das Bild der blauen Quecksilberlinie $\lambda_e = 0{,}436\ \mu$; dieses Bild war sehr hell mit scharf definierten Streifen;

f) das Bild der violetten Quecksilberlinie $\lambda_f = 0{,}405\ \mu$; die Helligkeit dieses Streifens war viel geringer.

Diese Spaltbilder, oder vielmehr deren unbedeckte Teile, brachten wir nacheinander durch Drehen des Spektroskopprismas in die Mitte des Gesichtsfeldes. Das Spektroskopfernrohr hatte ein Okularmikrometer mit einer vertikalen Schraube. Der bewegliche Draht ließ sich mit den Streifen zur Koinzidenz bringen. Bei unseren Messungen bestimmten wir die Phasendifferenz zwischen den interferierenden Streifen in jedem Falle für einen Fixpunkt in jedem Spaltbilde. Wir versuchten dies zuerst dadurch zu bewerkstelligen, daß wir die Abstände zwischen dem Fixpunkte und jeder der beiden unmittelbar über und unter diesem gelegenen Streifen maßen. Das geschah nacheinander für die sechs Bilder a, b, c, d, e und f und dann wieder in umgekehrter Reihenfolge: f, e, d, c, b, a. Es verging einige Zeit, ehe diese Messungsreihe beendet werden konnte, und es ergab sich, daß die Streifen während dieses Zeitraums nicht genügend stationär blieben, um genaue Ergebnisse zu gewährleisten. Wir schlugen deshalb ein anderes Verfahren ein, bei dem wir von dieser Störungsquelle unabhängiger waren. Bei diesem Verfahren bestimmten wir den Abstand nur eines Streifens vom Fixpunkte und erhielten aus dieser Messung die Phasendifferenz im Fixpunkte. Aus besonderen Messungen bestimmten wir die Änderung der gesuchten Phasendifferenz mit dem Abstand der Streifen vom Fixpunkt[1]). Wir stellten nun den beweglichen Draht mehrmals abwechselnd auf einen Streifen im Bilde a und dann auf einen Streifen im Bilde b ein und erhielten so die Differenz (ab) zwischen den Phasendifferenzen an den Fixpunkten in den Bildern a und b und danach in derselben Weise die Differenzen (cb), (db), (eb) und (fb). Die Messungen, aus denen wir diese Daten gewannen, konnten sehr schnell hintereinander vorgenommen werden, so daß sich eine hinreichende Genauigkeit erhalten ließ, wenngleich die Streifen nicht absolut stationär blieben.

Genau genommen ließen sich auf diese Weise nur die Bruchteile der Differenzen (ab), (cb) usw. ermitteln; die ganzen Zahlen erhielten wir später nach dem weiter unten angegebenen Verfahren.

1) Aus diesen Messungen ergab sich, daß der Abstand zwischen den Streifen in irgendeinem Bilde nicht konstant war, und infolgedessen konnte die gewünschte Phasendifferenz nicht durch eine lineare Funktion des Abstandes z des betrachteten Punktes vom Fixpunkte dargestellt werden. Wir nahmen deshalb für die Änderung dieser Differenz ein quadratisches Gesetz $\varphi = az + bz^2$ an, dessen Koeffizienten wir nach der Methode der kleinsten Quadrate aus mehreren an verschiedenen Streifen in demselben Bilde vorgenommenen Messungen berechneten.

Diese Messungen wurden zuerst bei dem höchsten erhältlichen Druck ausgeführt; darnach ließen wir eine kleine Menge des Gases entweichen und zählten dabei die Anzahl der Streifen, die durch den Fixpunkt im grünen Bilde b hindurchgingen. Alsdann führten wir eine Reihe von Messungen der Unterschiede in den Phasendifferenzen aus, bis schließlich die letzte Reihe bei vollkommen ausgepumpter Röhre aufgenommen wurde. Die umgekehrte Reihenfolge der Operationen mit steigendem Druck lieferte nicht so gute Ergebnisse, da während des Einlassens des Gases die Streifen verwischt wurden und verschwanden, was wahrscheinlich eine Folge des Temperaturunterschieds zwischen dem Gas in der Röhre und jenem im Behälter war.

Durch eine besondere Untersuchung vergewisserten wir uns, daß das Einlassen von Gas unter hohem Druck die Gestalt der Röhre nicht stark genug veränderte, um die Werte der Dispersionskonstanten zu beeinflussen.

Beim Bilde b läßt sich der ganzzahlige Teil der Phasendifferenzen im Fixpunkte durch direkte Auszählung der durch das Gesichtsfeld gehenden Streifen auswerten. Zu diesem Zwecke kann man einen der Streifen im Endzustande (Vakuum) mit Null bezeichnen. In ähnlicher Weise kann man bei den übrigen Bildern einem der Streifen im Endzustande (Vakuum) den Wert Null beilegen, und man erhält dann für diesen Zustand die ganzzahligen Teile der Differenzen (ab) usw. Durch einen besonderen Versuch überzeugt man sich dann, um wieviel diese Differenzen sich verändern, wenn man einen Streifen bei b durch das Gesichtsfeld hindurchwandern läßt, und da diese Änderungen weniger als einen Streifen betragen werden, so kann man sie leicht vollständig bestimmen. Hieraus ergibt sich weiter, um wie viele Einheiten sich (ab), (cb) usw. ändern werden, wenn man eine größere Anzahl Streifen, z. B. 10, durch das Gesichtsfeld gehen läßt. Auf diese Weise kann man alsbald ermitteln, wie groß diese Änderungen sein werden, wenn man 50 oder 100 Banden durch das Gesichtsfeld gehen läßt, wie es in unserer Versuchsreihe der Fall war. Wenn man schließlich diese Differenzen (ab), (cb), usw., für alle Dichten vollständig kennt, so kann man leicht die Anzahl der Streifen finden, die in jedem Bild das Feld durchlaufen, wenn man von irgendeiner Dichte zum Vakuum übergeht. Wir wollen diese Zahlen durch k_a, k_b, k_c, k_d, k_e, k_f darstellen. Dann berechnet man die Verhältnisse

$$\frac{k_a}{k_b}, \quad \frac{k_c}{k_b} \text{ usf.}$$

Als Beispiel geben wir hier eine Reihe von Ergebnissen bei der durch einen Druck von 71,8 Atm. und eine Temperatur von 19,49° C gekennzeichneten Dichte (siehe Tabelle II).

Tabelle II.

$k_b = 367{,}067$	$k_a = 309{,}073$	$k_a/k_b = 0{,}84201$
$k_b = 367{,}050$	$k_c = 395{,}687$	$k_c/k_b = 1{,}07802$
$k_b = 367{,}023$	$k_d = 428{,}186$	$k_d/k_b = 1.16665$
$k_b = 366{,}986$	$k_e = 466{,}758$	$k_e/k_b = 1{,}27187$
$k_b = 366{,}942$	$k_f = 506{,}037$	$k_f/k_b = 1{,}37907$

Auf diese Weise erhielten wir folgende Ergebnisse:

Tabelle III.

Druck in Atmosphären	Temperatur	k_b Mittelwerte	$\lambda_b = 0{,}546$ $\lambda_a = 0{,}644$ $\frac{k_a}{k_b}$	$\lambda_c = 0{,}509$ $\frac{k_c}{k_b}$	$\lambda_d = 0{,}472$ $\frac{k_d}{k_b}$	$\lambda_e = 0{,}436$ $\frac{k_e}{k_b}$	$\lambda_f = 0{,}405$ $\frac{k_f}{k_b}$
71,8	19,49	367,014	0,84201	1,07802	1,16665	1,27187	1,37907
62,0	19,77	317,160	0,84199	1,07798	1,16667	1,27179	1,37902
52,1	19,05	267,315	0,84203	1,07799	1,16667	1,27183	1,37897
42,3	19,05	217,264	0,84202	1,07807	1,16666	1,27178	1,37897
32,2	20,01	167,118	0,84206	1,07796	1,16659	1,27170	1,37883
68,5	19,15	345,631	0,84201	1,07803	1,16673	1,27207	1,37925
68,1	19,33	343,616	0,84200	1,07806	1,16680	1,27205	1,37927
58,0	19,49	293,244	0,84202	1,07805	1,16672	1,27208	1,17930
47,8	19,65	243,198	0,84205	1,07807	1,16669	1,27205	1,37923
38,0	19,75	193,451	0,84206	1,07809	1,16668	1,27201	1,37921
27,9	19,85	143,354	0,84212	1,07805	1,16670	1,27192	1,37899
65,4	20,35	336,393	0,84203	1,07799	1,16662	1,27176	1,37882
65,2	20,52	335,013	0,84203	1,07798	1,16669	1,27177	1,37886
63,9	20,67	327,868	0,84203	1,07800	1,16659	1,27181	1,37892
58,8	20,85	302,103	0,84207	1,07798	1,16662	1,27218	1,37891
39,0	20,94	202,607	0,84210	1,07796	1,16667	1,27179	1,37902

Die bei den verschiedenen Dichten erhaltenen Werte sind ziemlich konstant, und die Abweichungen bewegen sich nicht in einer bestimmten Richtung. Als Mittelwerte erhalten wir:

0,84204 1,07802 1,16667 1,27190 1,37904
$\pm$ 0,9 $\pm$ 1,1 $\pm$ 1,3 $\pm$ 3,7 $\pm$ 4,0.

Wenn diese Werte konstant sind, so sind es die Dispersionskonstanten

$$c_{ab} = \frac{n_a - 1}{n_b - 1} = \frac{k_a \lambda_a}{k_b \lambda_b},$$

$$c_{cb} = \frac{n_c - 1}{n_b - 1} = \frac{k_c \lambda_c}{k_b \lambda_b},$$

usw., bei denen der Brechungsindex für alle Wellenlängen im Endzustande als eins angenommen ist, ebenfalls.

Wir finden somit als Ergebnis unserer Versuche, daß die Dispersionskonstante des Wasserstoffs bei allen benutzten Dichten dieselbe ist, und wir erhalten für sie die nachstehenden Werte (siehe Tabelle IV).

Wir können unsere Ergebnisse mit denen vergleichen, die andere Forscher, besonders

Tabelle IV.

	λ (Vak.)	$c = \frac{n-1}{n_b - 1}$
a	0,64403	0,99280 + 0,000011
b	0,54623	1
c	0,50873	1,00401 + 0,000010
d	0,47234	1,00885 + 0,000011
e	0,43597	1,01516 + 0,000030
f	0,40478	1,02193 + 0,000030

Mascart[1]), Perreau[2]), Scheel[3]), Herrmann[4]), Koch[5]) und Cuthbertson[6]), erhalten haben. Um diese Vergleichung zu ermöglichen, haben wir die Werte der Dispersionskonstanten für die von uns benutzten Wellenlängen aus ihren Ergebnissen durch graphische Interpolation bestimmt (bei den Werten von Mascart, Perreau, Koch und Cuthbertson), oder sie aus der angegebenen Dispersionsformel berechnet (bei den Werten von Scheel), während wir sie aus den Beobachtungen von Herrmann direkt berechnet haben. Auf diese Weise erhalten wir die Werte der Tabelle V.

Tabelle V.

λ	Mascart	Perreau	Scheel	Hermann	Koch	Cuthbertson	Siertsema und De Haas
0,644	0,9962	0,9927	0,9939	0,9924	0,9934	0,9930	0,9928
0,546	1	1	1	1	1	1	1
0,509	1,0030	1,0041	1,0034		1,0033	1,0037	1,0040
0,472		1,0090	1,0074		1,0085		1,0088
0,436			1,0125	1,0114	1,0152		1,0152
0,405							1,0219

Aus unseren Werten für die Dispersionskonstante läßt sich eine Dispersionsformel gewinnen. Wir wollen die gewöhnliche Form

$$n - 1 = a\left(1 + \frac{b_1}{\lambda^2} + \frac{b_2}{\lambda^4}\right)$$

annehmen, in welcher λ die Wellenlänge in Luft ist. Wir erhalten dann:

$$c = \frac{n-1}{n_b - 1} = \frac{1 + \frac{b_1}{\lambda^2} + \frac{b_2}{\lambda^4}}{1 + \frac{b_1}{\lambda_b^2} + \frac{b_2}{\lambda_b^4}}.$$

Die Koeffizienten b_1 und b_2 berechneten wir nach der Methode der kleinsten Quadrate; dabei bewerteten wir jede Beobachtung nach dem mittleren Fehler. Auf diese Weise erhielten wir:

$$b_1 = 0{,}007337,$$
$$b_2 = 0{,}000089$$

und mithin:

$$c = \frac{n-1}{n_b - 1} = 0{,}97504\left(1 + \frac{0{,}007337}{\lambda^2} + \frac{0{,}000089}{\lambda^4}\right).$$

Die nachstehende Tabelle VI zeigt, mit welcher Genauigkeit diese Formel die Dispersionskonstanten darstellt.

Tabelle VI.

	λ (Luft)	cber.	cbeob.	Δ	Gewicht	$\Sigma[p\,\Delta^2]$
a	0,64385 μ	0,99281	0,99280	$-$ 1	8	8
b	0,54608	1	1			
c	0,50859	1,00399	1,00401	+ 2	9	36
d	0,47221	1,00886	1,00885	$-$ 1	8	8
e	0,43585	1,01510	1,01516	+ 6	1	36
f	0,40467	1,02196	1,02193	$-$ 3	1	9
						97

Eine gute Übereinstimmung zwischen beob-

1) Mascart, Ann. de l'école normale (2) **6**, 61, 1877.
2) Perreau, Ann. de chim. et de phys. (7) **7**, 335, 1896.
3) Scheel, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 28, 1907.
4) Herrmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 477, 1908.
5) Koch, Nova acta reg. soc. scient. Upsaliensis (4) **2**, Nr. 5, 1909.
6) Cuthbertson, Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 151, 1910.

achteten und berechneten Werten erhält man auch, wenn man die Dispersionsformel[1])

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{Ne_1^2}{3m_1(\nu_1^2-\nu^2)} + \frac{Ne_2^2}{3m_2(\nu_2^2-\nu^2)} + \cdots$$

der Elektronentheorie benutzt, in welcher ν, ν_1 und ν_2 Schwingungszahlen und e, N, m_1, m_2 usf. die bekannten Konstanten dieser Theorie sind. Schon mit einem Gliede auf der rechten Seite der Formel erzielen wir eine gute Übereinstimmung. Wir erhalten dann die Formel

$$c = \frac{n-1}{n_b-1} = \frac{n_b+1}{n+1} \cdot \frac{n^2+2}{n_b^2+2} \cdot \frac{\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_b^2}}{\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda^2}},$$

wo λ, λ_1 und λ_b jetzt Wellenlängen im Vakuum darstellen. Eine Untersuchung des Faktors

$$\frac{n_b+1}{n+1} \cdot \frac{n^2+2}{n_b^2+2}$$

lehrt, daß wir seinen Wert ohne merklichen Fehler als Eins annehmen dürfen. Wir erhalten dann:

$$c = \frac{\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_b^2}}{\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda^2}}.$$

Eine Berechnung von λ_1 nach der Methode der kleinsten Quadrate unter Bewertung der Beobachtungen nach dem bereits erwähnten Grundsatze ergibt:

$$\lambda_{1\,(\text{vak.})} = 0{,}08703\ \mu,$$

und die folgende Tabelle VII zeigt, welche Übereinstimmung erreicht worden ist.

Tabelle VII.

	λ (Vak.)	$c_{ber.}$	$c_{beob.}$	Δ	Gewicht	$\Sigma[p\Delta^2]$
a	0,64403 μ	0,99274	0,99280	— 6	8	288
b	0,54623	1	1			
c	0,50873	1,00400	1,00401	— 1	9	9
d	0,47234	1,00886	1,00885	1	8	8
e	0,43597	1,01506	1,01516	—10	1	100
f	0,40478	1,02185	1,02193	— 8	1	64
						469

Wir finden somit, daß die natürliche Schwingung des Wasserstoffs einer Wellenlänge von 0,08703 μ entspricht. Dieser Wert stimmt ganz gut mit dem Werte 0,0880 μ überein, den Koch aus Dispersionsmessungen berechnet hat, die sich bis ins Ultrarot hinein erstreckten; noch besser stimmt er mit dem Werte 0,087 μ überein, den Natanson[2]) aus den Perreauschen Versuchsergebnissen abgeleitet hat; er weicht dagegen ziemlich von dem Cuthbertsonschen Werte 0,08516 μ ab.

Eine Berechnung der absoluten Werte der Brechungsindizes verschieben wir bis zu der in einem späteren Teile der vorliegenden Arbeit erfolgenden Beendigung der Untersuchung über den Brechungsindex für die Wellenlänge $\lambda = 0{,}546\ \mu$ unter besonderer Berücksichtigung seiner Abhängigkeit vom Druck. Wir beabsichtigen auch, diese Messungen, wenn möglich, auf höhere Drucke und auf andere Gase auszudehnen. Inzwischen sei folgendes bemerkt: Nimmt man an, daß $(n-1)$ der Dichte des Gases proportional ist, und daß bei 0° C und 1 Atm. $n = 0{,}000139$ ist, so führt die Berechnung von e/m nach der Methode, die der eine von uns in einer früheren Arbeit[1]) angegeben hat, zu dem Werte $1{,}70 \cdot 10^7$.

1) Siertsema, Versl. K. Ak. van Wet. 11, 499, 1902/03; Leiden Communications Nr. 82.

Delft, Physikalisches Laboratorium der Technischen Hochschule.

(Nach Amsterdam Proc. **14**, 592—603, 1912 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. März 1913.)

Messungen von Brechungsindizes von Gasen unter hohem Druck. Zweite Mitteilung: Die Dispersion von Luft und von Kohlensäure.

(Determinations of refractive indices of gases under high pressures. Second Communication: On the dispersion of air and of carbon dioxide.)

Von L. H. Siertsema[1]).

4. Die Dispersion der Luft.

Die Dispersion der Luft ist bereits zu wiederholten Malen sowohl für das sichtbare Spektrum als auch für die ultraroten und die ultravioletten Strahlen bestimmt worden. Die Ergebnisse gehen indessen erheblich auseinander, und überdies ist die Dispersion niemals unter hohem Druck gemessen worden.

Dank der Liebenswürdigkeit des Herrn Prof. Kamerlingh Onnes stand mir komprimierte Luft zur Verfügung, und mit dieser führte ich Dispersionsbestimmungen in genau derselben Weise aus wie die in der vorangehenden Arbeit[2]) beschriebenen Bestimmungen für Wasserstoff.

1) Siehe z. B. Lorentz, The theory of electrons, S. 144.

2) Natanson, Bull. Ac. des sc. de Cracovie 1907, S. 336

1) Vorgetragen in der Sitzung der Wis- en Natuurkundige Afdeeling der Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam am 30. November 1912.

2) Diese Zeitschr. **14**, 568, 1913.

In der nachstehenden Tabelle VIII sind die Ergebnisse dreier Beobachtungsreihen mitgeteilt. Wegen der Bedeutung der angewandten Bezeichnungen verweise ich auf die in der eben genannten Arbeit veröffentlichte entsprechende Tabelle III für Wasserstoff.

Tabelle VIII. Luft.

Druck in Atmosphären	Temperatur	k_b Mittelwert	$\lambda_b = 0{,}546$, $\lambda_a = 0{,}644$: $\frac{k_a}{k_b}$	$\lambda_c = 0{,}509$: $\frac{k_c}{k_b}$	$\lambda_d = 0{,}472$: $\frac{k_d}{k_b}$	$\lambda_e = 0{,}436$: $\frac{k_e}{k_b}$	$\lambda_f = 0{,}405$: $\frac{k_f}{k_b}$
71,4	12,75° C	823,52	0,84350	1,07697	1,16423	1,26722	1,37179
71,4	12,90	821,23	0,84346	1,07702	1,16418	1,26724	1,37176
70,6	13,19	810,84	0,84352	1,07697	1,16420	1,26718	1,37175
66,4	13,42	759,81	0,84350	1,07697	1,16419	1,26727	1,37183
48,7	13,58	559,27	0,84352	1,07698	1,16421	1,26716	1,37177
31,9	13,67	359,50	0,84339	1,07701	1,16417	1,26725	1,37171
67,7	9,25	790,70	0,84345	1,07697	1,16415	1,26723	1,37187
67,6	10,15	787,92	0,84349	1,07698	1,16419	1,26735	1,37191
66,2	10,35	766,84	0,84353	1,07695	1,16414	1,26724	1,37184
49,2	10,75	567,32	0,84351	1,07698	1,16411	1,26723	1,37178
32,2	10,95	367,70	0,84350	1,07695	1,16414	1,26721	1,37175
101,9	12,75	1170,71	0,84343	1,07698	1,16418	1,26729	1,37203
101,8	12,80	1168,50	0,84340	1,07699	1,16412	1,26732	1,37204
100,0	13,03	1147,43	0,84338	1,07700	1,16419	1,26732	1,37204
82,8	13,39	947,50	0,84337	1,07699	1,16415	1,26729	1,37207
65,5	13,89	745,71	0,84339	1,07704	1,16427	1,26728	1,37206
39,6	13,96	446,50	0,84328	1,07697	1,16415	1,26725	1,37199

Die bei den verschiedenen Dichten des Gases erhaltenen Werte sind ziemlich konstant, gerade wie wir dies beim Wasserstoff festgestellt haben. Die Abweichungen gehen nicht mehr nach der einen Seite als nach der anderen, und wir können daher schließen, daß die Dispersion der Luft bis zu Drucken von etwa 100 Atmosphären aufwärts konstant ist.

Die Mittelwerte sind:

$\frac{k_a}{k_b}$	$\frac{k_c}{k_b}$	$\frac{k_d}{k_b}$	$\frac{k_e}{k_b}$	$\frac{k_f}{k_b}$
0,84345	1,07698	1,16417	1,26725	1,37188
±1,7	±0,6	±1,0	±1,2	±3,1

Mithin erhalten wir für die Dispersionskonstanten die Werte der Tabelle IX:

Tabelle IX.

	$\lambda_{(\text{vak.})}$	$\epsilon = \frac{n-1}{n_b-1}$
a	0,64403	0,99446 ± 0,000020
b	0,54623	1
c	0,50873	1,00304 ± 0,000006
d	0,47234	1,00669 ± 0,000009
e	0,43597	1,01145 ± 0,000010
f	0,40478	1,01662 ± 0,000023

Um diese Werte mit den von anderen Beobachtern gewonnenen Ergebnissen vergleichen zu können, habe ich die Dispersionskonstanten für die von mir benutzten Wellenlängen aus den von Mascart[1]), Kayser und Runge[2]), Perreau[3]), Scheel[4]), Herrmann[5]), Rentschler[6]), Loria[7]), Koch[8]), Cuthbertson[9]) und Gruschke[10]) mitgeteilten Ergebnissen teils durch graphische Interpolation, teils durch Rechnung aus den von ihnen angegebenen Formeln ermittelt. Diese Werte sind in der folgenden Tabelle X zusammengestellt.

Die Übereinstimmung zwischen meinen jetzigen Ergebnissen und denen von Perreau und von Koch mitgeteilten ist für Wasserstoff sowie für Luft recht gut. Nur bei $\lambda = 0{,}644$ findet Koch für beide Gase eine größere Dispersion. Für Luft ist die Übereinstimmung mit Herrmann und mit Cuthbertson ebenfalls sehr gut.

Mittels der Methode der kleinsten Quadrate berechnete ich folgende Interpolationsformel:

1) E. Mascart, Ann. de l'école normale (2) **6**, 60, 1877.
2) H. Kayser u. J. Runge, Wied. Ann. **50**, 312, 1893.
3) F. Perreau, Ann. de Chim. et de Phys. (7) **7**, 325, 1896.
4) K. Scheel, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 27, 1907.
5) K. Herrmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 477, 1908.
6) H. C. Rentschler, Astrophys. Journ. **28**, 357, 1908.
7) S. Loria, Ann. d. Phys. (4) **29**, 619, 1909.
8) J. Koch, Nova acta reg. soc. scient. Upsaliensis (4) **2**, No. 5, S. 40, 1909.
9) C. and M. Cuthbertson, Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 153, 1909/1910.
10) G. Gruschke, Ann. d. Phys. (4) **34**, 807, 1911.

Tabelle X.

λ	Mascart	Kayser u. Runge	Perreau	Scheel	Herrmann	Rentschler	Loria	Koch	Cuthbertson	Gruschke	Siertsema
0,644	0,9949	0,9952	0,9946	0,9948	0,9946		0,9947	0,9955	0,9947	0,9946	0,9945
0,546	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,509	1,0029	1,0027	1,0030	1,0028		1,0024	1,0023	1,0029	1,0030	1,0034	1,0030
0,472	1,0067	1,0060	1,0064	1,0063		1,0054		1,0070	1,0066	1,0071	1,0067
0,436		1,0103		1,0106	1,0116	1,0089		1,0116			1,0114
0,405		1,0152				1,0143					1,0166

$$c = \frac{n-1}{n_b - 1} = 0{,}98086\left(1 + \frac{0{,}00056376}{\lambda^2} + \frac{0{,}00005401}{\lambda^4}\right);$$

in dieser Formel ist λ die Wellenlänge in Mikron.

Der Genauigkeitsgrad dieser Formel wird aus Tabelle XI ersichtlich:

Tabelle XI.

	λ(Luft)	$c_{ber.}$	$c_{beob.}$	$\triangle \times 10^5$
a	0,64385 μ	0,99451	0,99446	5
b	0,54008 „	1	1	
c	0,50859 „	1,00303	1,00304	—1
d	0,47221 „	1,00072	1,00069	3
e	0,43585 „	1,01144	1,01145	—1
f	0,40467 „	1,01660	1,01662	—2

5. Die Dispersion der Kohlensäure.

In der nächsten Tabelle (XII) sind die Ergebnisse zweier Messungsreihen mit Kohlensäure angeführt. Das bei der ersten Messungsreihe benutzte Gas war nur über Chlorkalzium getrocknet worden und enthielt ungefähr 96 v. H. Kohlensäure. Das bei der zweiten Reihe benutzte Gas war außerdem mehrmals destilliert worden und enthielt 98 v. H. Kohlensäure. Die Messungen wurden genau in derselben Weise ausgeführt, wie beim Wasserstoff und bei der Luft.

Gerade wie bei den anderen Gasen ist auch hier in den Abweichungen keine bestimmte Richtung zu erkennen, so daß wir wieder schließen dürfen, daß auch in diesem Falle die

Tabelle XII. Kohlensäure.

Druck in Atmosphären	Temperatur	k_b Mittelwerte	$\lambda_b = 0{,}546$ $\lambda_a = 0{,}644$ $\frac{k_a}{k_b}$	$\lambda_c = 0{,}509$ $\frac{k_c}{k_b}$	$\lambda_d = 0{,}472$ $\frac{k_d}{k_b}$	$\lambda_e = 0{,}436$ $\frac{k_e}{k_b}$	$\lambda_f = 0{,}405$ $\frac{k_f}{k_b}$
45,2	12,95° C	1180,44	0,84286	1,07733	1,16499	1,26864	1,37388
45,5	13,47	1185,20	0,84288	1,07733	1,16503	1,26867	1,37397
43,7	13,99	1084,33	0,84290	1,07735	1,16501	1,26867	1,37392
41,5	14,34	983,51	0,84289	1,07735	1,16505	1,26863	1,37387
38,6	14,58	882,68	0,84288	1,07735	1,16503	1,26864	1,37384
37,9	11,94	883,19	0,84289	1,07735	1,16503	1,26869	1,37380
35,1	12,33	783,79	0,84289	1,07736	1,16507	1,26861	1,37379
31,9	12,39	684,53	0,84284	1,07730	1,16502	1,26865	1,37381
31,6	10,99	685,93	0,84286	1,07733	1,16504	1,26867	1,37390
28,0	11,09	586,93	0,84286	1,07739	1,16503	1,26870	1,37393
24,1	11,28	486,18	0,84284	1,07741	1,16496	1,26869	1,37390
24,1	11,75	487,03	0,84287	1,07737	1,16499	1,26864	1,37385
20,0	11,83	387,11	0,84281	1,07735	1,16496	1,26861	1,37393
46,8	14,00	1281,62	0,84276	1,07735	1,16501	1,26876	1,37395
46,9	14,17	1278,52	0,84275	1,07735	1,16497	1,26875	1,37404
46,5	14,25	1248,50	0,84276	1,07735	1,16498	1,26876	1,37405
41,4	14,75	997,38	0,84278	1,07734	1,16496	1,26872	1,37395
34,2	15,00	748,64	0,84280	1,07732	1,16501	1,26874	1,37397
24,8	15,21	498,73	0,84279	1,07732	1,16497	1,26874	1,37395

Dispersion bis zum Sättigungsdruck aufwärts vom Druck unabhängig ist.

Die Mittelwerte sind:

0,84284 1,07735 1,16501 1,26874 1,37391
±1,2 ±0,6 ±0,8 ±1,2 ±1,7

Aus diesen Werten ergeben sich für die Dispersionskonstanten die Werte der Tabelle XIII.

In der nächsten Tabelle (XIV) werden diese Ergebnisse mit den Werten verglichen, die ich entweder durch graphische Interpolation oder durch Rechnung nach Interpolationsformeln aus den Beobachtungen von Perreau[1]), Rentsch-

1) F. Perreau, Ann. de Chim. et de Phys. (7) **7**, 345, 1896.

Tabelle XIII.

	$\lambda_{(vak.)}$	$c = \frac{n-1}{n_b-1}$
a	0,64403	0,99374 + 0,000014
b	0,54623	1
c	0,50873	1,00339 + 0,000006
d	0,47234	1,00742 + 0,000007
e	0,43597	1,01259 + 0,000010
f	0,40478	1,01813 + 0,000013

ler[1]), Koch[2]), Stuckert[3]) und Gruschke[4]) erhalten habe. Die Ergebnisse von Mascart[5]), die Unregelmäßigkeiten aufweisen, welche von späteren Beobachtern nicht bestätigt worden sind, habe ich nicht mit aufgenommen.

Tabelle XIV.

λ	Perreau	Rentschler	Koch	Stuckert	Gruschke	Siertsema
0,644	0,9936		0,9938	0,9917	0,9929	0,9937
0,546	1	1	1	1	1	1
0,509	1,0033	1,0020	1,0031	1,0071	1,0033	1,0034
0,472	1,0072	1,0053	1,0071	1,0110	1,0082	1,0074
0,430		1,0096	1,0127	1,0173		1,0126
0,405		1,0154				1,0181

Die Übereinstimmung mit Perreau und mit Koch ist gut, die mit Gruschke nicht ganz so gut. Die Ergebnisse von Rentschler weichen beträchtlich ab, gerade wie bei Luft, und die von Stuckert ebenfalls.

Die in derselben Weise wie zuvor berechnete Interpolationsformel wird:

$$c = \frac{n-1}{n_b-1} = 0{,}97781\left(1 + \frac{0{,}0067868}{\lambda^2} - \frac{0{,}00000614}{\lambda^4}\right),$$

wo λ die Wellenlänge in Luft bedeutet. Sie liefert die in Tabelle XV verzeichneten Differenzen zwischen beobachteten und berechneten Werten:

Tabelle XV.

	$\lambda_{(Luft)}$	$c_{ber.}$	$c_{beob.}$	$10^5 \triangle$
a	0,64385 μ	0,99379	0,99374	5
b	0,54608 „	1	1	
c	0,50859 „	1,00338	1,00339	—1
d	0,47221 „	1,00745	1,00742	3
e	0,43585 „	1,01258	1,01259	—1
f	0,40467 „	1,01811	1,01813	—2

1) H.C. Rentschler, Astrophys. Journ. **28**, 357, 1908.
2) J. Koch, Nova acta reg. soc. scient. Upsaliensis (4) **2**, No. 5, S. 46, 1909.
3) L. Stuckert, Zeitschr. f. Elektrochemie **16**, 67, 1910.
4) G. Gruschke, Ann. d. Phys. (4) **34**, 810, 1911.
5) E. Mascart, Ann. de l'école normale (2) **6**, 61, 1877.

Auch in diesem Falle ergibt die theoretische Dispersionsformel[1])

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = \sum \frac{Ne_1^2}{3m_1(\nu_1^2-\nu^2)}$$

schon mit nur einem Gliede in der Summe eine ganz gute Übereinstimmung. Wie beim Wasserstoff erhalten wir aus ihr:

$$c = \frac{n-1}{n_b-1} = \frac{\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_b^2}}{\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda^2}},$$

und wenn wir λ als die Wellenlänge im Vakuum annehmen, so errechnen wir: $\lambda = 0{,}07982\ \mu$. Die nachstehende Tabelle XVI gibt eine Vorstellung von dem Grade der Übereinstimmung:

Tabelle XVI.

	$\lambda_{(vak.)}$	$c_{ber.}$	$c_{beob.}$	$10^5 \triangle$
a	0,64403	0,99391	0,99374	+17
b	0,54623	1	1	
c	0,50873	1,00334	1,00339	— 5
d	0,47234	1,00741	1,00742	— 1
e	0,43597	1,01258	1,01259	— 1
f	0,40478	1,01823	1,01813	+10

In einer weiteren Mitteilung sollen die absoluten Werte der Brechungsindizes der Luft und der Kohlensäure behandelt werden.

1) Koninkl. Akad. van Wetensch. te Amsterdam 1911/1912, S. 634; Amsterdam Proc. **14**, 602, 1911/1912; diese Zeitschr. **14**, 568, 1913.

(Nach Amsterdam Proceedings **15**, 925—931, 1913 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. März 1913.)

Die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe, absolut gemessen.

Von Walther Gerlach.

Zur Aufstellung einer der Lichtnormalen entsprechenden Strahlungsnormalen hat K. Ångström die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe, mit seinem absoluten Pyrheliometer gemessen, so definiert, daß durch ein sich nicht erwärmendes Diaphragma von 14:40 mm Öffnung die Strahlung des Flammenrohres und der warmen Luft über der Flamme abgeblendet waren. Seine Resultate, mit einer Genauigkeit von 3 Proz. angegeben, sind:

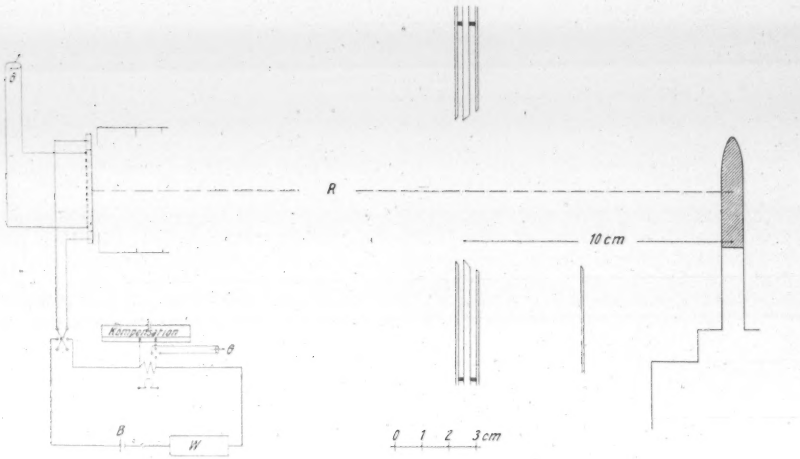


Fig. 1.

Tabelle I.

Abstand	$S \times 10^5$ gr cal cm^{-2} sec^{-1} [1])
30 cm	2,21 [2])
50 „	2,15 [3])
100 „	2,14 [3])
	2,15 [4])
500 „	2,15 [4])

Im folgenden seien einige Messungen publiziert, die ich mit der absoluten Methode, mit der früher die Strahlungskonstante des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes neu bestimmt wurde[5]), an Hefnerlampen ausgeführt habe, einmal um einen Vergleich zwischen Ångströms und meiner Methode zu erhalten und zweitens um eine einfache und möglichst exakt reproduzierbare Strahlungsnormale zur Eichung von nicht absoluten Strahlungsmeßinstrumenten zu geben.

Es muß, wenn man die, wie aus Folgendem ersichtlich, recht geeignete Hefnerlampe verwenden will, von vornherein darauf verzichtet werden, eine Normale zu definieren, für die das Quadratgesetz von Abstand und Strahlungsintensität gilt. Ein kleines Diaphragma, nur so groß, daß von dem Empfänger in jedem Abstand nur gleichmäßig verteilte Strahlung gesehen wird, gibt zu wenig Energie, um auch weniger empfindliche Instrumente exakt eichen zu können. Die Gesamtstrahlung der Flamme und der warmen Luft andererseits wäre eine zu ausgedehnte Strahlungsquelle. Nach rohen Messungen strahlt die Luft bis 30 cm über der Flamme noch merkbar, d. h. 1 Proz. der Gesamtstrahlung. Die Ångströmsche Definition erfordert die nicht sehr bequeme Konstanthaltung und Einstellung der Flamme auf 40 mm Höhe. Ich habe deshalb folgende der Ångströmschen ähnliche, aber bequemer zu handhabende Anordnung getroffen.

Anordnung: In 10 cm Abstand vor der Flammenmitte steht ein dreifaches Metalldiaphragma, durch Lederstückchen an den Ecken zusammengehalten, blank auf der Flammenseite, geschwärzt auf der Seite nach der Thermosäule, dessen mittlerer scharfkantig gefeilter Ausschnitt eine Größe von 14 : 50 mm hat, so justiert, daß seine Mitte exakt auf der Verbindungslinie von Flammenmitte und Thermosäulenmitte liegt. Die Eigenstrahlung des Flammenrohrs ist unmerklich, reflektierte Strahlung vom Lampengefäß wird durch geeignete Schirme abgeblendet; desgleichen ist durch Verhängung mit schwarzen Tüchern vermieden, daß an den Zimmerwänden reflektierte Strahlung zur Thermosäule gelangen kann. Die Hefnerlampe ist auf einem vom Beobachtungsplatz leicht verschiebbaren Schlitten aufgestellt, die richtige Stellung vor dem Diaphragma durch einen Anschlag garantiert. Die Flammenhöhe wird mit einem dicht neben dem

1) Berechnet auf 1 m Abstand unter Annahme der Proportionalität.
2) Wied. Ann. **67**, 633, 1899.
3) Phys. Rev. **17**, 302, 1903.
4) Diese Zeitschr. **3**, 257, 1902.
5) W. Gerlach, Ann. d. Phys. **38**, 1–29, 1912, im folgenden l. c.

Beobachtungsfernrohr stehenden Kathetometer gemessen. Die Aufstellung der Thermosäule ist die gleiche wie früher, als Kompensationsstreifen dient der schon früher für absolute Messungen benutzte Manganinstreifen Nr. X (l. c. Tab. VIII, S. 24), dessen Widerstand früher zu 0,1139 Ω bestimmt, zweimal neu gemessen wurde zu

$$0{,}11417 \text{ und } 0{,}11416\ \Omega$$

d. h. auf 2,2 Promille der gleiche Wert bei einer Meßgenauigkeit von 1 Promille. Die Thermosäule ist mit einem Paschenschen Eisenpanzergalvanometer verbunden, das jetzt einen dem Widerstand der Thermosäule ungefähr gleichen Spulenwiderstand hat, zur Ausnutzung der vollen Empfindlichkeit. Der Skalenabstand war 7 m, die Empfindlichkeit wurde je nach Bedarf zwischen 3×10^{-10} und $6 \times 10^{-11} \frac{\text{Amp.}}{\text{mm}}$ bei 6,0 bzw. 9,5 Sekunden ganzer Schwingungsdauer reguliert. Sein Ausschlag war dem Strom, die Ausschläge durch die Thermosäule der Wattbelastung des Streifens exakt proportional. Die Dimensionen der bestrahlten Streifenfläche (Länge des Streifens mal Breite des Silberspalts[1]) waren wiederholt mit dem Komparator gemessen:

$$86{,}366 \text{ qmm.}$$

Methode: Es wurde nun folgendermaßen verfahren: nachdem das Galvanometer sich bei Bestrahlung konstant eingestellt hatte, wurde die Flammenhöhe mittels des Kathetometers eingestellt, und nun in der Regel dreimal Flammen- und Galvanometerkonstanz kontrolliert. Sodann wurde der Schlitten mit der Lampe vor dem Diaphragma fortgezogen, und alle 5 Sekunden die Galvanometereinstellung bis zur Konstanz abgelesen, die nach 30—40 Sekunden, je nach der Schwingungsdauer des Galvanometers, erreicht war und erhalten blieb. Die Differenz der beiden Galvanometereinstellungen gibt dann die Strahlung für diese Höhe. Bei den wiederholten Messungen wurde nun nicht die Flamme stets wieder auf die gleiche Höhe einreguliert, sondern jedesmal die Höhe neu bestimmt, die sogar absichtlich zwischen ca. 40,00 — 1,50 und 40,00 + 1,50 mm variiert wurde. In diesem Bereich wurden zwischen 10 und 30 Einzelmessungen ausgeführt. Vor und nach jeder Strahlungsmessung wurde die Thermosäule absolut geeicht durch Messung des Ausschlags a' bei einer bestimmten Wattbelastung i'^2W — wobei der Ausschlag a' dem Strahlungsausschlag a ungefähr gleich gemacht wurde. Der Strom i' wurde durch Kompensation der Spannung an einem dauernd im Stromkreis liegenden Normalohm gegen einen mit einem Westonelement geeichten Akkumulator auf weniger als 0,05 Proz. genau gemessen. Die Eichung vor und nach jeder Messung war stets exakt die gleiche. Die so erhaltenen Ausschläge wurden als Funktion der Flammenhöhe aufgetragen, Fig. 2a und 2b geben zwei solche

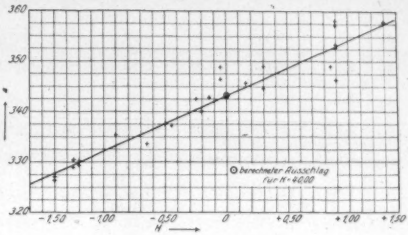


Fig. 2a. (Messung VII.)

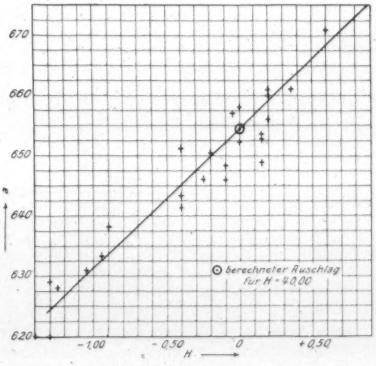


Fig. 2b. (Messung XIX.)

Diagramme wieder. Der der Flammenhöhe von 40 mm entsprechende Ausschlag wurde aus allen Einzelwerten nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Die Schwankungen der einzelnen Messungen sind nicht allein durch zufällige Störungen und Beobachtungsfehler oder zufällig flackernde Flamme und ungenaue Höheneinstellung verursacht (letztere ist auf $\pm$0,05 mm genau), sondern auch durch verschiedenes Brennen der Flamme. Es wurden oft, vor allem wenn der Docht stark eingebrannt war, bei gleicher Höhe spitze und runde Flammen beobachtet. Da die Schwankungen jedoch 1 Proz. fast nie übersteigen, so durfte diese kleine Ungenauigkeit vernachlässigt werden.

Die Berechnung ergibt sich wie früher. Bedeutet R den Abstand des Streifens von der

1) l. c. S. 7 u. 14/15.

Tabelle II.

	1 Nr.	2 1913 Datum	3 R	4 H	5 n	6 a	7 $S \times 10^5$ gr cal cm^{-2} sec^{-1}	8 Mittel	9 Differenz Proz.	10 Bemerkungen
						a				
1.	VIII	12. IV.	86,08	−2,95 bis +1,60	24	714,4	2,287	2,312	−1,1	neue Anordnung
2.	IX	14. IV.	86,08	−0,50 bis +0,30	11	678,0	2,338		+1,1	
3.	X	17. IV.	101,28	−0,60 bis +1,25	19	438,2	2,214	2,245	−1,4	
4.	XV	30. IV.	102,28	−0,95 bis +1,05	12	620,3	2,241		−0,2	neue Anordnung. Lampe gereinigt
5.	XVI	2. V.	102,28	−0,65 bis +0,85	25	641,8	2,280		+1,5	Docht neu geschnitten.
6.	VI	8. IV.	120,78	−3,05 bis +1,45	13	336,6	2,172	2,173	±0,0	stark eingebrannter Docht
7.	VII	10. IV.	120,78	−1,50 bis +1,40	22	342,8	2,174		±0,0	Docht frisch geschnitten, Lampe neu justiert
8.	XI	18. IV.	199,73	−1,40 bis +1,80	28	288,6	2,175		−0,2	Lampe neu justiert
9.	XII	21. IV.	199,73	−0,70 bis +0,90	10	293,2	2,178	2,179	±0,0	
10.	XIII	21. IV.	199,73	−1,00 bis +1,15	14	298,8	2,185		+0,2	
						b				
1.	XVII	4. V.	102,28	−0,75 bis +1,75	20	642.0	2,240	2,253	−0,6	
2.	XVIII	5. V.	102,28	−1,75 bis +1,25	15	646,6	2,266		+0,6	Docht frisch geschnitten
						c				
1.	III	6. IV.	120,78	−0,50 bis +0,60	9	350,8	2,276	2,262	+0,6	
2.	V	8. IV.	120,78	−0,30 bis +0,80	23	358,4	2,248		−0,6	
						d				
1.	XIX	6. V.	102,28	−1,45 bis +0,50	25	654,6	2,272	2,272	—	

Flammenmitte, $R_0 = 1$ m, F die bestrahlte Fläche, W den Widerstand, i den Strom, der dem Strahlungsausschlag a entspricht, aus dem Eichungsfaktor $a'/i'^2 = C$ berechnet, und E das elektrothermische Äquivalent, so ergibt sich die Strahlung der Hefnerlampe zu

$$S = \frac{i^2 \cdot W \cdot R^2 \cdot E}{R_0^2 \cdot F} \qquad (1)$$

Resultate: Die folgenden Tabellen II und III enthalten die Resultate, die außer durch Messung in verschiedenen Abständen an zwei verschiedenen Lampen mit drei verschiedenen Amylazetaten erhalten wurden. Tabelle II (a, b, c, d) geben: Reihe 1 die Messungsreihe im Beobachtungsjournal, Reihe 3 den Abstand der Thermosäule von der Flammenmitte, Reihe 4 die Variation der Flammenhöhe bezogen auf 40,00 mm, Reihe 5 Anzahl der Einzelmessungen, Reihe 6 den Strahlungsausschlag in Millimetern, Reihe 7 die auf 1 m Abstand reduzierte nach Formel (1) berechnete Strahlungsgröße. Tabelle IIa bis c enthält die Messungen an Hefnerlampe I „A. Krüß Nr. 531, P. T. R. 117, 1894“ mit verschiedenem Brennmaterial und zwar:

a) „Amylium aceticum purum E. Merck“,
b) „Essigsaures Amyl (iso) für Hefnerlampe C. A. F. Kahlbaum“ (neu bezogen),

Tabelle III.

Versuch mit	Messung Nr.	$S \times 10^5$	Maximale Differenz Proz.
Amylium aceticum purum E. Merck . .	X, XV, XVI	2,245	0,4
Essigsaures Amyl (iso) für Hefnerlampe C. A. F. Kahlbaum . .	XVII, XVIII	2,253	
Amylium aceticum purum Merck . . .	VI, VII	2,173	+4,0
Gewöhnliches Amylazetat	III, V	2,262	
Lampe I	XVII, XVIII	2,253	0,8
Lampe II	XIX	2,272	

Tabelle IV.

R	a_1	a_2	$\frac{a_2}{a_1}\times 100$	$S_1\times 10^5$	$S_2\times 10^5$	Differenz Proz.
102,28	650	22,0	3,4	2,26	2,18	0,95
199,73	240	2,1	0,87	2,18	2,16	

c) gewöhnliches Amylazetat.

IId enthält die Messungen an einer zweiten neuen Lampe 2 „A. Krüß Nr. 1504, P. T. R. 1874. 1911“[1]), die bisher sehr wenig gebrannt war. Obgleich der Docht von dem der Lampe I gänzlich verschieden war, gibt die Lampe die gleiche Gesamtstrahlung wie die erste. Die Einstellungen beider Lampen auf 40 mm mit dem Krüßschen und dem Hefnerschen Höhenmesser lieferten die gleiche Einstellung am Kathetometer. Tabelle III gibt die Übereinstimmung der Beobachtungswerte bei den zwei Lampen und bei Brennen mit zwei verschiedenen, aber reinen Amylazetatpräparaten. Nur der unreine Brennstoff gibt abweichende, in diesem Fall größere Werte. Auch ein eingebrannter oder frisch geschnittener Docht gibt, wie aus den Bemerkungen in Tabelle I ersichtlich ist, keine Differenzen in der Gesamtstrahlung.

Um einen möglichst direkten Anschluß an die Ångströmsche Messung zu erhalten (Ångström gibt leider den Abstand seines Diaphragmas von der Flamme nicht an) wurde bei einigen Messungen das Diaphragma gerade so weit zugedeckt, daß die Flammenstrahlung selbst abgeblendet war. Tabelle IV gibt diese Zusammenstellung, und zwar in Reihe 2 den Gesamtausschlag a_1, in Reihe 3 den Ausschlag a_2 bei abgedeckter Flamme. S_1 ist die aus a_1, S_2 die aus $a_1 - a_2$ berechnete Strahlung. Innerhalb der Fehlergrenzen geben dann die Messungen bei 1 und 2 m Abstand gleiche Werte.

Zusammenfassung.

1. Die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe ist für verschiedene Lampen die gleiche.

2. Sie bleibt bei Benutzung von reinem Amylazetat konstant.

3. Sie ist bei der beschriebenen Anordnung und Meßmethode auf 1,5 Proz. reduzierbar.

4. Das Ångströmsche Pyrheliometer und die von mir beschriebene absolute Thermosäule liefern innerhalb der Fehlergrenzen der beiden Bestimmungen gleiche absolute Werte der Gesamtstrahlung der Hefnerlampe. Sie sind wegen mangelnder Schwärze des Empfängerstreifens um ca. 2 Proz. zu vergrößern. Dieser Wert der Hefnerlampe entspricht dem von mir bestimmten Werte der Gesamtstrahlung eines schwarzen Körpers von 100° zu 0°

$S_{100} - S_0 = 0{,}0195$[1]) gr cal cm^{-2} grad^{-4} sec^{-1}

und der Konstante des Gesetzes von Stefan-Boltzmann

$$\sigma = 5{,}90^{1}) \times 10^{-12} \text{ Watt cm}^{-2} \text{ grad}^{-4}$$
$$= 1{,}41^{1}) \text{ gr cal cm}^{-2} \text{ grad}^{-4} \text{ sec}^{-1}.$$

Die Angaben des Ångströmschen Pyrheliometers sind von verschiedenen Beobachtern sorgfältigen Prüfungen und Vergleichen mit andern absoluten Pyrheliometern unterzogen worden[2]). Das aus einem umfangreichen Beobachtungsmaterial von W. Marten[3]) und anderen[4]) gefundene Resultat, daß die Ångströmsche Methode ca. 3—4 Proz. zu kleine Strahlungswerte liefert, steht mit den hier beschriebenen Messungen nicht in Einklang.

Anmerkung I. Es ist allerdings zu beachten, daß die Ångströmsche Strahlungsquelle nicht wie in meinen Messungen (Tabelle IV) nur die Flamme, sondern noch etwas warme Luft über der Flamme umfaßte. Es wäre aber in Anbetracht der Genauigkeit m. E. zu viel gesagt, wenn man durch die Differenz der beiden Mittel

$$2{,}17 - 2{,}15 \backsim 1 \text{ Proz.}$$

und die größere Ångströmsche Strahlungsquelle etwa die Hälfte der von Marten gefundenen Abweichung erklären wollte. Denn nach der Proportionalität von Strahlung und reziprokem Quadrat der Entfernung in Ångström Resultaten von 50 cm an (s. Tabelle I) ist höchstens $^3/_4$ Proz. auf die Strahlung der erwärmten Luft zu setzen.

Anmerkung II. Herr W. Marten hat mich brieflich auf eine Anfrage hin, einen von ihm leider übersehenen sinnentstellenden Druckfehler seiner Abhandlung zu berichtigen. Es soll S. 1216 oben heißen „neuerdings haben aber Paschen und Gerlach einen prinzipiellen Fehler dieser Meßmethode aufgedeckt. Nach ihnen **kann, nicht** muß, der Strahlungswert zu gering ausfallen, wenn der dünne elektrisch erwärmte Meßstreifen von nicht ganz gleichmäßiger Dicke ist“.

Welche andern Gründe für die zu niedrigen Angaben des Pyrheliometers in Betracht kommen, soll einer spätern Untersuchung vorbehalten sein.

1) Die optische Prüfung der P. T. R. ergab für beide Lampen 1,00 HK.

1) Werte l. c. S. 27 + 2 Proz. Schwärzungskorrektion.
2) C. G. Abbot u. L. B. Aldrich, Smith. Miscell. Collect. Vol. **60**. Nr. 18. 1. Februar 1913.
3) W. Marten, diese Zeitschr. **13**, 1212, 1912.
4) Kimball, Savinoff, Anm. 2.

Tübingen, Physikalisches Institut der Universität, 13. Mai 1913.

(Eingegangen 17. Mai 1913.)

Die magnetischen Eigenschaften von Vanadiumstahl.
(The Magnetic Properties of Vanadium Steel.)

Von J. J. Lonsdale.

Vanadiumstahl besitzt eine große gewerbliche Bedeutung. Seine mechanischen und metallurgischen Verhältnisse sind Gegenstand der Unter-

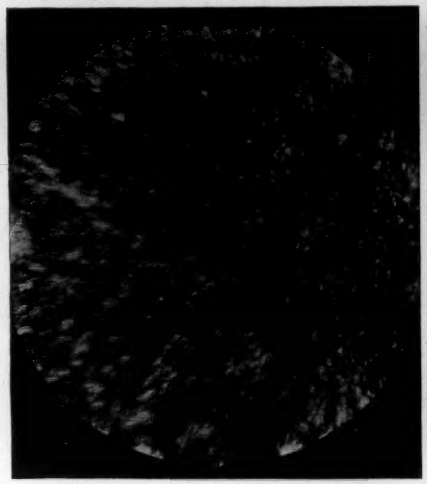


Fig. 1. Vanadiumstahl geglüht. (Linienvergr. 200fach.)

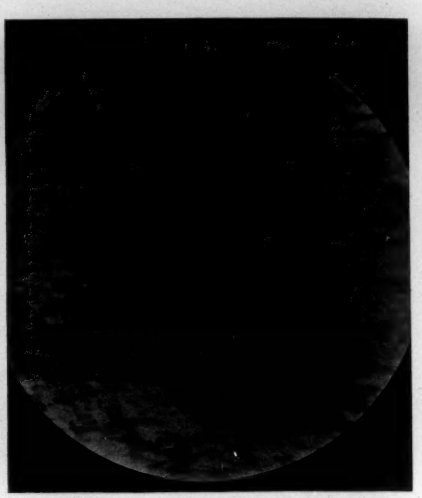


Fig. 2. Vanadiumstahl gehärtet. (Linienvergr. 200fach.)

suchung gewesen[1, 2]). Seine magnetischen Eigenschaften sind, soviel mir bekannt, nicht erforscht worden, und zum Zwecke ihrer Bestimmung habe ich diese Untersuchung angestellt.

Das benutzte Verfahren war die bekannte ballistische Ringmethode der Umkehrungen. Der Strom in der Primärspule wurde mit einem Amperemeter von Nalder Bros. gemessen, das zuvor mit einem Potentiometer von Crompton und einem Clark-Element geeicht worden war. Die Induktion in der Sekundärspule wurde mit einem Drehspulengalvanometer gemessen, und zwar wurde die Induktion, die einem Ausschlag von einem Skalenteil entsprach, rasch mittels einer Normalinduktanz von Campbell bestimmt. Die Änderung des Ausschlags bei einer gegebenen Induktanz im Stromkreise war von einem Tage zum andern nur sehr wenig verschieden.

I. Der Ring wurde aus reinem Eisen und Ferro-Vanadium hergestellt, gegossen und gedreht. Den Ring in diesem Zustande werde ich als „Ring im ursprünglichen Zustande" bezeichnen. Zu Beginn der Versuche verfügte ich nur über den einen Ring, und leider sprang dieser nach abermaligem Härten und Abschrecken. Die magnetischen Eigenschaften des Ringes wurden zuerst in seinem ursprünglichen Zustande ermittelt; alsdann wurde er der nachstehend beschriebenen Behandlung unterworfen, und nach jeder Operation wurden die magnetischen Eigenschaften ermittelt.

II. Der Ring wurde bis zu einer Temperatur von 900° bis 950° C erhitzt; dann ließ ich ihn langsam abkühlen. Ich nahm seine Abkühlungskurve mit dem selbstregistrierenden Fadeninstrument der Cambridge Scientific Society auf und ermittelte die kritische Temperatur zu 680° C. Den Ring in diesem Zustande werde ich als „geglüht" bezeichnen.

III. Der Ring wurde auf 900° bis 950° C erhitzt und abgeschreckt. Diesen Zustand werde ich als „gehärtet" bezeichnen.

IV. Der Ring wurde abermals auf 900° bis 950° C erhitzt und dann langsam abgekühlt. Diesen Zustand werde ich als den „nochmals geglühten" bezeichnen.

Vor jeder magnetischen Operation und vor und nach jedem Erhitzungsverfahren wurde der Ring sehr sorgfältig entmagnetisiert. Die außerordentliche Wichtigkeit der sorgfältigen Entmagnetisierung vor der Erhitzung zur Gewährleistung richtiger magnetischer Ergebnisse ist von Gray[1]) dargetan worden.

Die chemische Zusammensetzung des Stahls ist folgende: Vanadium 3,5 v. H., Mangan 0,22 v. H., Kohlenstoff insgesamt 0,60 v. H., Kohlenstoff in Verbindungen 0,50 v. H., Chrom 0 v. H., Silizium in geringer Spur. Der Prozentgehalt an Vanadium in dem Ringe ist beträcht-

1) Kent Smith, Vanadium as a steel making element. Journ. Soc. Chem. Ing. **25**, 291, 1906.

2) P. Pütz, Influence of Vanadium on steel and iron. Am. Chem. Soc. 1907, S. 715—721.

1) Gray, Magnetic testing. Phil. Mag. (6) **21**, Jan. 1911.

lich höher als der Prozentgehalt in den käuflichen Stahlsorten.

Ich habe Mikrophotogramme des Stahls im geglühten und gehärteten Zustande aufgenommen und füge solche hier bei. Die lineare Vergrößerung war eine 200fache. Das Mikrophotogramm des Stahls im geglühten Zustande zeigt eine heterogene Struktur von emulsioniertem oder sorbitischem Perlit, dessen Karbidkomponente vermutlich aus einem Doppelkarbid von Eisen und Vanadium besteht. Die abgeschreckte Probe zeigt eine homogenere Struktur, in der Karbidflächen aufgelöst und in fester Lösung gehalten sind und praktisch strukturlosen Martensit bilden (siehe Fig. 1 und 2).

Die Beobachtungsergebnisse sind in den nachstehenden Tabellen niedergelegt und werden nach Möglichkeit von entsprechenden Kurven begleitet. Es zeigen:

Tab. I, Fig. 3: die magnetisierende Kraft, die magnetische Induktion und die Permeabilität des Ringes im ursprünglichen, im geglühten, im gehärteten und im abermals geglühten Zustande;

Tab. II, Fig. 4: die Hysteresis im ursprünglichen Zustande;

Tab. III, Fig. 5: die Hysteresis im geglühten Zustande;

Tab. IV, Fig. 5: die Hysteresis im gehärteten Zustande;

Tab. V, Fig. 6: die Hysteresis im abermals geglühten Zustande;

Tab. VI: die tatsächlichen Ergebnisse der Hysteresismessungen;

Fig. 7: die Beziehungen zwischen der Koerzitivkraft, der magnetischen Induktion und der magnetisierenden Kraft;

Fig. 8: die Beziehung zwischen dem Hysteresisverlust und der magnetischen Induktion;

Tab. VII: eine Zusammenstellung der für Vanadiumstahl mittels tatsächlicher Messungen erhaltenen Ergebnisse für $H = 44{,}9$ CGS.-Einheiten unter Benutzung der Kurven für andere Werte von H.

Die Zahlen für den letzten Wolframstahl sind der Arbeit von Swinden[1]) über Wolframstähle entnommen.

Die Ergebnisse für die übrigen Stahlsorten sind der Arbeit von Barret, Brown und Hadfield[2]) über die magnetischen Eigenschaften von Stahllegierungen entnommen.

Diese Stahlsorten sind, soweit es möglich war, so gewählt worden, daß sie mit möglichster Annäherung denselben Gehalt an Kohle und einem anderen Element hatten wie der vorliegende Stahl; eine Ausnahme bildet ein Kohlestahl mit niedrigem Gehalt, der zu Vergleichszwecken mit aufgenommen worden ist.

Tabelle I.

Magnetisierende Kraft und magnetische Induktion.

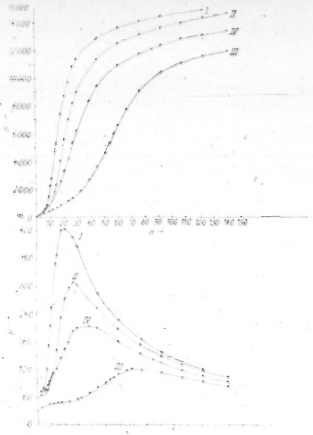
H	B	μ	H	B	μ
I. Ring im ursprünglichen Zustande.			II. Ring nach dem Glühen.		
2,8	200	71	2,8	180	64
4,3	360	83	4,3	310	72
5,8	550	95	7,25	554	76
7,25	870	120	10,1	1050	104
8,7	1490	171	13,0	1800	138
10,1	2270	214	14,5	2360	162
11,0	2790	254	17,5	4060	232
13,5	4700	348	20,5	5600	273
14,5	5340	368	23,5	7000	298
17,5	7380	422	26,5	8200	309
20,5	8700	424	29,5	8980	304
23,5	9700	413	44,9	11340	253
26,5	10800	407	60,1	12470	208
29,5	11400	387	75,6	13150	174
44,9	12800	285	91,5	13600	149
60,1	13600	226	106,4	13970	132
75,6	14100	186	121,7	14350	118
91,5	14400	157	140,0	14640	105
121,7	14900	122			
III. Gehärteter Ring.			IV. Abermals geglühter Ring.		
2,8	100	36	2,8	180	64
5,8	240	42	5,8	437	75
8,7	400	46	7,25	627	86
11,6	540	46,5	8,7	828	95
14,5	710	49	10,1	1026	102
17,5	860	49	11,6	1231	106
23,5	1170	50	14,5	1750	121
26,5	1325	50	17,5	2560	146
29,5	1638	55	20,5	3355	164
32,6	1880	58	23,5	4210	179
38,7	2700	70	26,5	5400	204
41,8	3050	73	29,5	6220	211
44,9	3600	80	38,7	8300	214
47,9	4000	83	44,9	9425	210
50,9	4600	90	60 1	10900	181
53,9	5300	98	75,6	11710	155
57,0	5860	103	85,1	12080	142
60,1	6600	110	91,5	12350	135
66,2	7740	117	106,4	12810	120
69,5	8500	122	121,7	13080	107
75,6	9072	120	140,0	13360	95
91,5	10400	114			
106,4	11060	104			
121,7	11600	95			
140,0	11900	85			

Diese Ergebnisse sind in Fig. 3 dargestellt.

1) Swinden, Tungsten steels. Journ. Inst. El. Eng. **42**, 1908/1909.

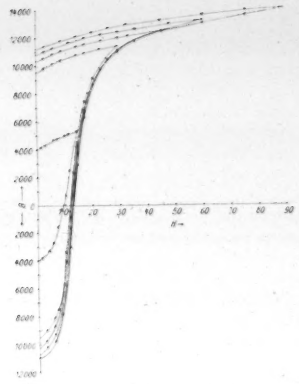
2) Barret, Brown and Hadfield, The magnetic properties of steel alloys. Journ. Inst. El. Eng. **31**, 674, 1901/1902.

Vanadium-Stahl-Ring.
B—*H* Kurven.
I. Ring im ursprünglichen Zustand.
II. Ring im geglühten Zustand.
III. Ring im gehärteten Zustand.
IV. Ring im abermals geglühten Zustand.



Kurven der Permeabilität μ—H.

Fig. 3.



Hysteresis. Vanadiumstahlring, gleich nach der Herstellung.

Fig. 4.

Tabelle II.

Hysteresis des Ringes im ursprünglichen Zustande.

H	B	H	B	H	B	H	B	H	B
14,5	5280	29,5	11400	44,9	12440	60,1	13200	91,5	14100
11,6	5120	26,5	11300	41,8	12300	47,9	12950	75,6	13900
10,1	5010	23,5	11200	38,7	12250	41,8	12800	60,1	13600
8,7	4890	20,5	11000	35,6	12200	35,6	12600	44,9	13200
7,2	4770	17,5	10900	32,6	12100	29,5	12400	32,6	12900
5,8	4650	14,5	10800	29,5	12000	23,5	12220	20,5	12400
4,3	4470	11,6	10600	17,5	11500	17,5	12000	14,5	12100
2,8	4040	8,7	10400	14,5	11400	11,6	11650	8,7	11800
1,4	4140	5,8	10200	11,6	11280	5,8	11200	2,8	11400
— 1,4	3810	2,8	9800	8,7	11090	2,8	11000	— 2,8	10700
— 2,8	3710	1,4	9700	5,8	10750	— 2,8	10200	— 5,8	9800
— 4,3	3330	— 1,4	9300	2,8	10500	— 5,8	9300	— 8,7	7800
— 5,8	2780	— 2,8	9000	— 2,8	9760	— 8,7	6700	—10,1	5700
— 7,2	1570	— 5,8	8100	— 5,8	8700	—10,1	4300	—11,6	3000
— 8,7	460	— 7,2	7500	— 8,7	6600	—11,6	1000	—14,5	— 2900
—10,1	—1550	— 8,7	6500	—10,1	4000	—13,0	— 800	—17,5	— 6300
—11,6	—2430	—10,1	3400	—11,6	800	—14,5	— 3750	—23,5	— 9700
—14,5	—5280	—11,6	400	—13,0	— 1700	—17,5	— 6600	—29,5	—11000
		—13,0	— 2300	—14,5	— 4250	—20,5	— 8580	—44,9	—12400
		—14,5	— 4500	—17,5	— 6800	—23,5	— 9700	—60,1	—13000
		—16,9	— 5000	—20,5	— 8600	—29,5	—11100	—75,6	—13600
		—17,5	— 7400	—26,5	—10400	—44,9	—12400	—91,5	—14100
		—20,5	— 9100	—38,6	—11700	—60,1	—13200		
		—23,5	—10300	—44,9	—12440				
		—26,5	—10700						
		—29,5	—11400						

Diese Ergebnisse sind in Fig. 4 dargestellt.

Tabelle III.

Hysteresis des Ringes im geglühten Zustande.

H	B	H	B	H	B	H	B	H	B
15,1	2690	29,5	8970	44,9	11250	60,1	12350	91,5	13600
10,7	2495	26,5	8850	38,7	11060	50,9	12100	78,7	13380
9,0	2330	23,5	8625	32,6	10830	41,8	11840	69,5	13220
6,0	2070	20,5	8540	29,5	10720	35,6	11650	60,1	12990
4,5	1920	17,5	8470	23,5	10430	29,5	11390	47,9	12630
3,0	1820	14,5	8180	17,5	10100	23,5	11060	38,7	12310
1,5	1650	11,6	7890	14,5	9930	17,5	10760	29,5	11940
— 1,5	1330	8,7	7770	11,6	9725	11,6	10320	17,5	11250
— 3,0	1120	5,8	7500	8,7	9460	5,8	9770	8,7	10550
— 4,5	856	2,8	7170	5,8	9190	2,8	9420	2,8	9690
— 6,0	540	1,4	6990	2,8	8870	— 2,8	8580	— 2,8	8810
— 7,5	— 150	— 1,4	6610	— 2,8	8080	— 5,8	7650	— 5,8	8180
— 9,0	— 330	— 2,8	6350	— 5,8	7140	— 8,7	6740	— 8,7	7300
—10,0	— 630	— 5,8	5740	— 8,7	6150	—10,1	6250	—11,6	5910
—10,6	— 780	— 8,7	4370	—11,6	4780	—11,6	5400	—13,0	5100
—11,1	—1100	—11,6	3220	—14,5	2450	—13,0	4420	—14,5	4150
—12,0	—1250	—14,5	— 140	—17,5	— 1550	—14,5	3080	—17,5	200
—15,1	—2690	—17,5	—3880	—20,5	— 4610	—16,0	1530	—20,5	— 3000
		—20,5	—6720	—26,5	— 7470	—17,5	— 90	—22,0	— 4700
		—23,5	—7570	—29,5	— 9060	—20,5	— 4120	—23,5	— 5700
		—26,5	—8220	—35,6	—10350	—29,5	— 9060	—26,5	— 7900
		—29,5	—8970	—44,9	—11250	—44,9	—11260	—29,5	— 8700
						—60,1	—12350	—32,6	— 9300
								—44,9	—11300
								—60,1	—12000
								—75,6	—13260
								—91,5	—13600

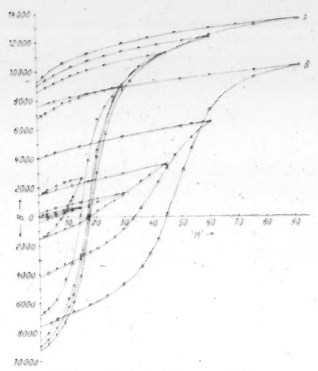
Diese Ergebnisse sind in Fig. 5 dargestellt.

Tabelle IV.

Hysteresis des Ringes im gehärteten Zustande.

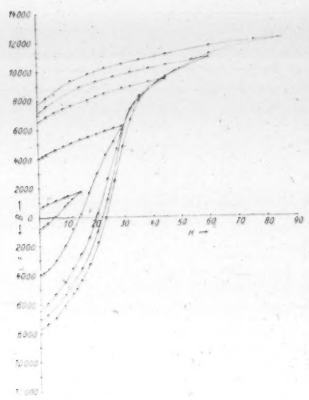
H	B	H	B	H	B	H	B	H	B
14,5	672	29,5	1600	44,9	3530	60,1	6500	91,5	10400
8,7	454	20,5	1230	29,5	2950	53,9	6340	75,6	10060
5,8	237	14,5	1000	23,5	2700	44,9	6190	60,1	9720
2,8	212	11,6	840	17,5	2440	29,5	5500	44,9	9465
1,4	165	8,7	730	11,6	2130	14,5	4820	29,5	8880
— 1,4	56	5,8	600	8,7	1850	5,8	4400	17,5	8430
— 2,8	— 38	2,8	430	2,8	1680	2,8	4250	11,6	8200
— 5,8	—217	— 2,8	200	— 2,8	1380	— 2,8	3930	5,8	7920
— 8,7	—381	— 5,8	— 40	— 5,8	1180	— 5,8	3580	4,3	7870
—11,6	—520	— 8,7	— 225	— 8,7	890	— 8,7	3220	— 4,3	7400
—14,5	—672	—11,6	— 440	—11,6	680	—11,6	2910	— 5,8	7000
		—14,5	— 590	—14,5	440	—14,5	2660	—11,6	6500
		—17,5	— 810	—17,5	180	—17,5	2400	—17,5	6050
		—20,5	—1020	—20,5	— 440	—20,5	2190	—23,5	5420
		—23,5	—1210	—23,5	— 750	—23,5	1775	—29,5	4030
		—29,5	—1600	—26,5	—1130	—26,5	1400	—35,6	3470
				—29,5	—1450	—29,5	830	—38,7	2590
				—35,6	—2450	—32,6	140	—41,8	1580
				—38,7	—2830	—35,6	— 560	—44,9	200
				—44,9	—3530	—41,8	—2380	—50,9	— 3210
						—44,9	—3330	—53,9	— 4720
						—47,9	—4270	—60,1	— 7370
						—53,9	—5400	—75,6	— 9600
						—60,1	—6500	—91,5	—10400

Diese Ergebnisse sind in Fig. 5 dargestellt.



Hysteresis von Vanadiumstahl.
A nach dem Glühen.
B nach dem Härten.

Fig. 5.



Hysteresis von Vanadiumstahl.
Nach dem Härten abermals geglüht.

Fig. 6.

Tabelle V.

Hysteresis des Ringes im abermals geglühtem Zustande.

H	*B*	*H*	*B*	*H*	*B*	*H*	*B*	*H*	*B*
14,5	1750	29,5	6220	44,9	9425	60,1	10900	91,5	12350
10,1	1470	26,5	6080	38,7	9295	53,9	10720	75,6	12020
8,7	1370	23,5	5920	32,6	8930	44,9	10415	60,1	11710
5,8	1170	20,5	5710	29,5	8875	38,7	10185	44,9	11130
2,8	940	17,5	5520	26,5	8745	32,6	9920	35,6	10780
1,4	785	14,5	5350	23,5	8475	26,5	9620	29,5	10500
— 1,4	595	11,6	5100	20,5	8290	20,5	9300	23,5	10280
— 2,8	380	8,7	4900	17,5	8000	14,5	8940	17,5	9820
— 5,8	— 70	5,8	4620	14,5	7900	8,7	8530	11,6	9430
— 8,7	— 735	2,8	4300	11,6	7675	2,8	7600	5,8	8450
—10,1	—1010	1,4	4170	8,7	7465	— 2,8	6750	2,8	8140
—11,6	—1280	— 1,4	3830	5,8	7215	— 8,7	5350	— 2,8	7350
—14,5	—1750	— 2,8	3600	2,8	6915	—14,5	3580	— 5,8	6940
		— 5,8	2980	— 2,8	5885	—17,5	2360	— 8,7	6070
		— 8,7	1920	— 5,8	5275	—20,5	1020	—11,6	5270
		—11,6	190	— 8,7	4425	—23,5	— 1180	—13,0	4950
		—14,5	— 180	—11,6	3500	—29,5	— 5700	—14,5	4360
		—17,5	—1650	—14,5	2530	—32,6	— 7400	—17,5	3200
		—20,5	—2990	—17,5	1415	—35,6	— 8315	—20,5	1740
		—23,5	—4280	—20,5	— 275	—41,8	— 9330	—23,5	— 90
		—26,5	—5130	—23,5	—2655	—47,9	—10330	—26,5	— 2470
		—29,5	—6220	—26,5	—4665	—60,1	—10900	—29,5	— 4850
				—29,5	—5945			—32,6	— 6680
				—35,6	—8145			—35,6	— 7960
				—38,7	—8500			—44,9	— 9610
				—44,9	—9425			—60,1	—11170
								—75,6	—11990
								—91,5	—12350

Diese Ergebnisse sind in Fig. 6 dargestellt.

In den Tabellen VI und VII haben die Überschriften der einzelnen Zahlenreihen folgende Bedeutungen:

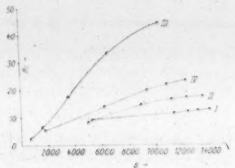
H = magnetisierende Kraft,
Bm = maximale Induktion bei der gegebenen magnetisierenden Kraft,
E = Hysteresisverlust in Erg per cm³,
Ec = Hysteresisverlust, nach der Formel von Steinmetz berechnet,
Hc = Koerzitivkraft,
Br = Remanenz,
Im = maximale Magnetisierungsstärke,
η = Koeffizient von Steinmetz,
x = Index der Formel von Steinmetz,
μ = Permeabilität,
St = Zustand des Prüfstücks, und zwar:
O = ursprünglicher (*original*) Zustand,
A = geglühter (*annealed*) Zustand,
H = gehärteter (*hardened*) Zustand,
R = abermals geglühter (*re-annealed*) Zustand.

Tabelle VI.

Zusammenstellung der Ergebnisse über die Hysteresis.

H	Bm	E	Ec	Hc	Br	Im	η	x
			Ring im ursprünglichen Zustande.					
14,5	5280	12100	11930	9,3	4000	419		
29,5	11400	40930	40820	11,6	9500	904		
44,9	12440	46950	46990	12,0	10300	986	0,0132	1,6
60,1	13200	51870	51880	12,5	10800	1070		
91,5	14100	58870	58790	13,0	11200	1114		
			Ring im geglühten Zustande.					
15,1	2690	4973	5019	8,1	1400	213		
29,5	8970	35160	35420	14,5	6800	852		
44,9	11250	50160	49720	16,7	8600	891	0,0164	1,6
60,1	12350	57890	57730	17,3	9000	980		
91,5	13600	67080	67300	17,8	9200	1075		
			Ring im gehärteten Zustande.					
14,5	672	231	900	2,5	110	52		
29,5	1600	1464	4111	6,5	315	125		
44,9	3530	13610	16870	17,5	1500	277	0,0096	1,7
60,1	6500	49490	49370	33,5	4000	513		
91,5	10400	114100	112800	44,5	7600	821		
			Ring im abermals geglühten Zustande.					
14,5	1750	1919	3018	5,5	650	174		
29,5	6220	20810	23500	14,0	3950	493		
44,9	9425	46670	45690	20,0	6500	746	0,02	1,6
60,1	10900	57750	57650	22,0	7100	863		
91,5	12350	67740	70300	23,5	7700	954		

Magnetische Induktion und Koerzitivkraft.
B—Hc.



Magnetisierende Kraft und Koerzitivkraft.
H—Hc.

I. Ring im ursprünglichen Zustand.
II. Ring im geglühten Zustand.
III. Ring im gehärteten Zustand.
IV. Ring im abermals geglühten Zustand.

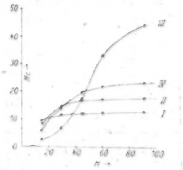
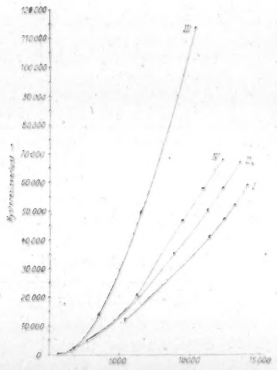


Fig. 7.



Hysteresis und Induktion. E—B Kurve.

I. Ring im ursprünglichen Zustand.
II. Ring im geglühten Zustand.
III. Ring im gehärteten Zustand.
IV. Ring im abermals geglühten Zustand.

Fig. 8.

Tabelle VII.

Zusammensetzung		St	H	Bm	μ	Br	Hc	E
	Proz.							
V	3,50	O	8	1050	131			
Mn	0,22		44,9	12800	285	10300	12,0	46950
C	0,60		25	10350	414		11,0	
			50	13100	262		12,5	
			102	14570	146		13,1	
		A	8	700	87			
			44,9	11250	250	8600	16,7	50160
			25	7600	304		12,0	
			50	11900	238		17,0	
			100	13800	138		18,0	
		H	44,9	3530	80	1500	17,5	13610
			25	1300	52		15,0	
			50	4400	88		23,0	
			100	10800	108		45,5	
		R	44,9	9425	210	6500	20,0	46670
			25	4050	186		13,0	
			50	10050	201		21,5	
			100	12600	126		23,6	
C	0,03	A	45,0	16800	373	9770	1,6	10760
C	0,58	A	8,0	8280	1035			
Mn	0,58		45,0	15610	347	10370	2,56	22200
Si	0,49							
Mn	2,25	A	8,0	8640	1080			
C	0,41		45,0	14720	327	10460	6,0	30580
Mn	4,00	A	8,0	1000	125			
C	0,36		45,0	9370	208	5950	16,2	39500
Ni	3,8	A	8,0	11000	1375			
Mn	0,65		45,0	16190	360	9320	2,76	15680
C	0,19							
Al	2,25	A	8,0	13600	1700			
			45,0	10900	375	10500	1,0	800
W	3,5	A	8,0	10240	1280			
C	0,28		45,0	15720	349	12720	5,73	25050
W	3,08	A	25	13540	541	9780	6,5	
C	0,57		50	15780	316	11050	7,0	
Mn	0,039		100	17360	174	11300	7,3	
Si	0,093		150	18250	122	11850	7,5	47690
		H	25	1230	49		8,9	
			50	8330	167	6360	33,7	
			100	13060	137	10050	40,4	
			150	15160	101	10870	43,4	164860

Wirkung der Erhitzung.

Eine Betrachtung der Kurven in Fig. 3 läßt folgende bezeichnende Punkte erkennen: Im allgemeinen besteht bei den meisten der untersuchten Stahlsorten die Wirkung des Glühens darin, den Stahl magnetisch weicher zu machen, und das Härten macht den Stahl magnetisch härter. Was den Vanadiumstahl anlangt, so wird die Figur klar erkennen lassen, daß dieser Stahl viel weicher ist, bevor er der Wärmebehandlung unterzogen worden ist. Selbst abermaliges Glühen macht ihn nicht wieder so weich, wie er nach dem Glühen gewesen ist, während Härten ihn magnetisch hart macht. Bei kleinen Werten von H, zwischen etwa 2,8 und 10, verursacht erneute Erhitzung eine Zunahme der Permeabilität. Bei einer Untersuchung der Wirkung der Hitze auf die magnetischen Eigenschaften von Stahl hat Guthe[1]) festgestellt, daß eine Erhitzung im allgemeinen eine erweichende Wirkung, und daß jede neue Erhitzung eine Steigerung der Permeabilität bei kleinen magnetischen Kräften hervorbringt. Guthe hat ferner gezeigt, daß bei Wiedererhitzung von Kohlestahlsorten geringen Gehalts ein Härterwerden, wie im vorliegenden Falle, bemerkbar ist.

Permeabilität.

Für $H = 44{,}9$ hat die Induktion im ursprünglichen Zustande den Wert 12800; das ergibt eine Permeabilität von 285. Im geglühten Zustande ist die Permeabilität 250 und im abermals geglühten Zustande 210. Bei einer Feldstärke von 45 hat der Kohlestahl niedrigen Gehalts eine Permeabilität von 373. Ein Stahl von ähnlichem Kohlegehalt wie der Vanadiumstahl, nämlich $C = 0{,}58$ v. H., hat eine Permeabilität von 347. Tatsächlich hat von den gewählten Stahlsorten dieser Stahl die geringste Permeabilität, mit Ausnahme des vierprozentigen Manganstahls. Der Vergleich mit dem 3,08-prozentigen Wolframstahl, der denselben Kohlenstoffgehalt hat, lehrt, daß die Permeabilität des Wolframstahls in beiden Zuständen größer ist.

Hysteresis.

Eine Vergleichung der Hysteresiskurven wird eine deutliche Zunahme der Fläche der Kurven nach der Hitzebehandlung zeigen. Die große Fläche der Kurven für den gehärteten Zustand bei den größeren Kräften und die kleine Fläche bei kleineren Werten für H ist merklich. Ich habe die Formel von Steinmetz versucht und habe die für die angegebenen Konstanten berechneten Werte neben die Werte des tatsächlichen Hysteresisverlustes gesetzt. Die Übereinstimmung ist für den ursprünglichen und für den geglühten Zustand gut, weniger gut für den abermals geglühten Zustand, und die berechneten Werte zeigen keine Übereinstimmung. Im Vergleich zu den übrigen Stahlsorten ist der Hysteresisverlust bei $H = 44{,}9$ größer als der aller übrigen und sogar größer als der des vierprozentigen Manganstahls und mehr als doppelt so groß wie der des Kohlestahls von ähnlichem Kohlegehalt.

1) Guthe, Trans. Am. Inst. El. Eng. 14, 59—90, 1897.

Koerzitivkraft.

Eine Betrachtung der Hysteresiskurven wird die bemerkenswert großen Werte der Koerzitivkraft dieses Stahls erkennen lassen. Diese Eigenschaft würde den Stahl bei sonst gleichen Verhältnissen für permanente Magnete geeignet machen. Selbst im ursprünglichen Zustande, wo er magnetisch am weichsten ist, ist die Koerzitivkraft größer als die der übrigen Stahlsorten, mit Ausnahme des vierprozentigen Manganstahls und des gehärteten Wolframstahls. Im geglühten Zustande ist die Koerzitivkraft größer als die des vierprozentigen Manganstahls, aber geringer als die des gehärteten Wolframstahls. Der gehärtete Vanadiumstahl weist bei einem Felde von 91,5 Einheiten eine größere Koerzitivkraft (44,5) auf als der gehärtete Wolframstahl bei einem Felde von 100 Einheiten (40,4). Eine Betrachtung der Fig. 7 zeigt, daß die Koerzitivkraft sich einem Maximum nähert, aber die Kurven für den gehärteten Zustand sind eigentümlich.

Zusammenfassung.

1. Der Stahl wird durch Erhitzung über seine kritische Temperatur hinaus und darauffolgendes langsames Abkühlen oder Abschrecken magnetisch härter.

2. Die Permeabilität ist geringer als die anderer Stahlsorten von ähnlichem Kohlegehalt.

3. Der Hysteresisverlust ist größer als der der übrigen in der Tabelle angeführten Stahlsorten.

4. Die Koerzitivkraft ist größer als die der übrigen in der Tabelle angeführten Stahlsorten.

Ich habe Herrn Dr. R. S. Willows für den Vanadiumstahlring und für die Benutzung des Physikalischen Laboratoriums des Cass Technical Institute zu danken, ferner Herrn Downs vom Polytechnikum Battersea für die sehr sorgfältige chemische Analyse des Stahls und Herrn Becket vom Cass Metallurgical Laboratory für die Mikrophotogramme und für das Glühen und Härten des Ringes.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. April 1913.)

Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn D. Hilbert[1]): „Begründung der elementaren Strahlungstheorie".

Von E. Pringsheim.

Der erste Teil der in der Überschrift genannten Abhandlung stimmt im wesentlichen wörtlich mit dem Inhalt einer vor kurzem von Herrn Hilbert unter dem gleichen Titel veröffentlichten Arbeit[2]) überein. In dem zweiten Teil, der hinzugefügt worden ist, nachdem der Verfasser auf eine von mir früher gegebene Herleitung des Kirchhoffschen Gesetzes[3]) aufmerksam gemacht worden war, teilt Herr Hilbert zunächst mit, daß seine vorstehenden Ausführungen eine axiomatische Behandlung der elementaren Strahlungstheorie enthalten; „sie zeigen, daß im wesentlichen außer denjenigen Annahmen, die in den Definitionen der Lichtgeschwindigkeit q, des Emissionskoeffizienten η und des Absorptionskoeffizienten α enthalten sind, zur Herleitung der Kirchhoffschen Sätze lediglich die Forderung hinreicht, wonach im stationären Strahlungszustande die Strahlungsenergien einer jeden einzelnen Farbe für sich im Gleichgewicht sein müssen". Diese Forderung wird dann als Axiom I formuliert.

I. In der vorhergehenden und früher allein publizierten Darstellung ist allerdings von diesem Axiom nicht die geringste Andeutung zu finden. Vielmehr wird die ganze Betrachtung von vornherein auf eine einzige Farbe beschränkt durch die Bemerkung: „Der Austausch von Energie finde lediglich durch Strahlung statt, die wir uns überall von gleicher konstanter Schwingungszahl denken wollen". Unter dieser Einschränkung wird dann mit Hilfe der bekannten Gesetze der geometrischen Optik eine Gleichung hergeleitet, die zwar formell mit dem Kirchhoffschen Gesetze übereinstimmt, nach ihrer Herleitung aber nur einen idealen, experimentell nicht realisierbaren Grenzfall dieses Gesetzes behandelt, nämlich den, daß die gesamte vorhandene Strahlung monochromatisch ist. Die Bedeutung des Kirchhoffschen Gesetzes liegt aber eben darin, daß in dem physikalisch allein interessierenden Falle der zusammengesetzten Strahlung, die aus Schwingungen unendlich vieler verschiedener Schwingungszahlen besteht, für jede einzelne Schwingungszahl die Kirchhoffsche Gleichung erfüllt ist. Daher kann die in dem ersten Teil der Hilbertschen Abhandlung gegebene mathema-

1) Jahresbericht der Deutschen Mathematiker-Vereinigung **22**, 1—20, 1913.

2) Göttinger Nachrichten, mathem.-phys. Klasse, 1912; diese Zeitschr. **13**, 1056—1064, 1912.

3) Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. **3**, 81—84, 1901; Zeitschr. f. wissensch. Photographie **1**, 360—364, 1903.

tische Deduktion nicht den Anspruch erheben, als eine Herleitung des Kirchhoffschen Gesetzes zu gelten.

Somit kann ich Herrn Hilbert nicht beipflichten, wenn er sagt: „Der erhaltene Satz erscheint hier als eine tiefliegende mathematische Wahrheit, deren Inhalt durch das physikalische Experiment gefunden und auf Grund physikalischer Kombinationen vorausgesagt worden ist, dessen Beweis aber erst mittels der Theorie der Integralgleichungen möglich ist".

II. Um dem unter I besprochenen grundsätzlichen Mangel seiner früheren Ausführungen abzuhelfen, hat Herr Hilbert seine Beweisführung nachträglich auf das schon erwähnte „Axiom I" zu stützen versucht. Dieses Axiom spricht eine so tiefliegende physikalische Wahrheit aus, daß wohl kein Physiker gewagt hätte, diesen Satz ohne eingehende Begründung aufzustellen, geschweige denn ihn stillschweigend als Axiom vorauszusetzen. Der physikalische Inhalt dieses Axioms deckt sich, wie man ohne weiteres sieht, vollständig mit dem Satze von der Hohlraumstrahlung, den Kirchhoff erst hat aussprechen können, nachdem er sein Gesetz theoretisch hergeleitet hatte. Hierüber findet sich am Schlusse meiner von Herrn Hilbert zitierten Abhandlung folgendes: „Bei Kirchhoff erscheint der Satz, daß in einem gleichtemperierten Hohlraume die Strahlung des schwarzen Körpers, oder, wie wir mit Thiesen sagen wollen, die schwarze Strahlung herrscht als Folgerung aus seinem Gesetze. In der obigen Herleitung wird umgekehrt das Kirchhoffsche Gesetz aus jenem Satz gefolgert. In der Tat ist der Satz vom Hohlraum, welcher die eigentliche Grundlage des experimentellen und des theoretischen Fortschritts der neueren Strahlungslehre geworden ist, mit dem Kirchhoffschen Gesetze identisch. Er sagt das gleiche aus wie dieses Gesetz, aber in einer physikalisch durchsichtigen Form, welche sich als sehr fruchtbar erwiesen hat".

Demnach ist der Inhalt des Axioms I, welches nach Herrn Hilberts Erklärung seiner Herleitung des Kirchhoffschen Gesetzes zugrunde liegt, physikalisch mit dem Kirchhoffschen Gesetze gleichbedeutend. Mit dieser Ansicht in voller Übereinstimmung steht der Versuch von Herrn Hilbert, nachzuweisen, „daß ohne dieses Axiom, d. h. allein auf Grund der Forderung: die gesamte während der Zeit dt aus dem Volumenelement dv emittierte Energie aller Farben sei gleich der während dt in dv absorbierten Gesamtenergie — ein Beweis der Kirchhoffschen Sätze unmöglich ist". So sehr ich von der Richtigkeit dieses Satzes überzeugt bin, so scheint mir doch der von Herrn Hilbert gegebene Nachweis physikalisch nicht einwandfrei. Denn es wird dabei für q und α unabhängig von λ der spezielle Wert 1 gesetzt. Damit wird ein Körper postuliert, der Absorption, aber keine Dispersion besitzt, was physikalisch kaum möglich erscheint.

III. Wenn man das Axiom I voraussetzt, so charakterisiert sich die im ersten Teil der Hilbertschen Abhandlung gegebene Entwickelung als eine neue mathematische Herleitung der Formel des Kirchhoffschen Gesetzes aus einem Satze, dessen physikalischer Inhalt mit dem des Kirchhoffschen Gesetzes übereinstimmt. So schön und scharfsinnig diese Herleitung auch ist, so ist ihr physikalischer Gültigkeitsbereich doch nur ein beschränkter, da sie an eine Anzahl einschränkender Bedingungen geknüpft ist. Sie gilt, wie man leicht erkennt, nur für isotrope Substanzen und auch für diese nur, wenn man die Beugung, Zerstreuung und Reflexion des Lichtes vernachlässigen kann.

In seinen neu hinzugefügten Ausführungen hat Herr Hilbert nunmehr den Versuch gemacht, das Kirchhoffsche Gesetz selbst herzuleiten. Dabei hat er sich nahe an den Gedankengang angeschlossen, den ich früher zu dem gleichen Zwecke verfolgt habe, aber sowohl den Ausgangspunkt als die benutzte Rechenmethode wesentlich geändert. Als Fundament dient ihm ein Satz, der als „Axiom III" folgendermaßen formuliert wird: „Es gibt Stoffe mit solchem Absorptionskoeffizienten α und Brechungsvermögen, daß der Quotient $\frac{\alpha}{q^2}$ gleich einer willkürlich vorgeschriebenen Funktion der Wellenlänge λ ausfällt".

Wenn Herr Hilbert sagt, daß dieses Axiom im wesentlichen zuerst von mir aufgestellt sei, so möchte ich bemerken, daß der von mir benutzte Satz — den ich übrigens nicht als Axiom, sondern als Erfahrungstatsache bezeichnet habe — sich von dem Axiom III wesentlich unterscheidet. Er lautet: „daß beliebig viele Körper vorhanden bzw. herstellbar sind, deren Absorptionsvermögen in ganz verschiedener Weise von Wellenlänge zu Wellenlänge variiert". Herr Hilbert betrachtet nach dem Vorgang von Herrn Planck die Strahlung innerhalb einer absorbierenden Substanz und spricht vom Absorptionskoeffizienten als einer Funktion der Raumkoordinaten, ich behandle im Anschluß an Kirchhoff die Strahlung im leeren Raum und betrachte das Absorptionsvermögen eines ausgedehnten Körpers, d. h. denjenigen Bruchteil der auf die Oberfläche des Körpers auffallenden Strahlung, der in dem Körper absorbiert wird. Die physikalische Möglichkeit, den Absorptionskoeffizienten α

zu variieren, ist aber von ganz anderer, kleinerer Größenordnung, als die Möglichkeit, Körper mit verschiedenem Absorptionsvermögen herzustellen. Das geht wohl deutlich aus folgenden Sätzen meiner erwähnten Arbeit hervor: „Unter Körpern werden dabei nicht chemisch einheitliche Substanzen verstanden, sondern aus verschiedenen Substanzen in ganz beliebig gestalteten Schichten und Konglomeraten willkürlich zusammengesetzte Systeme. Verschiedene Stoffe besitzen ein verschiedenes Reflexionsvermögen und auch für die gleiche Substanz ist das Reflexionsvermögen vom Einfallswinkel, von der Wellenlänge und von der Polarisationsebene des einfallenden Lichts abhängig, ebenso ist das Extinktionsvermögen verschiedener Stoffe sehr verschieden und für die gleiche Substanz von der Wellenlänge abhängig. Daher lassen sich schon aus wenigen Stoffen durch Variation der Anordnung und der Dicke der einzelnen Bestandteile sehr viele Körper von ganz verschiedenen Absorptionseigenschaften herstellen und die Möglichkeit der Konstruktion verschiedenartiger Körper mit Hilfe aller bekannten Substanzen ist eine ganz unbegrenzte".

Bei meiner Herleitung, die die Strahlung im leeren Raum betrachtet, kann von einer Veränderlichkeit des Brechungsvermögens nicht die Rede sein, daher darf die Bemerkung des Herrn Hilbert: „die Ausführungen E. Pringsheims ziehen jedoch die Veränderlichkeit des Brechungsvermögens nicht in Betracht", nicht als Vorwurf gegen meine Arbeit aufgefaßt werden. Aus der von Kirchhoff gegebenen Fassung seines Gesetzes kann man übrigens ohne weiteres mit Hilfe des gewöhnlich als Clausiussches Strahlungsgesetz bezeichneten, zuerst von Kirchhoff hergeleiteten Satzes zu der von Herrn Planck gegebenen Formulierung übergehen.

Aus dem „Axiom III" leitet Herr Hilbert mit Hilfe der im ersten Teil seiner Arbeit entwickelten Formeln her, daß der Ausdruck $\frac{q^2\eta}{\alpha}$ eine universelle Funktion der Temperatur und Wellenlänge ist. Diese Herleitung scheint mir noch einer Ergänzung zu bedürfen. Der Grenzübergang, durch den man von dem durch die Gleichung (28) definierten Parametersystem p zu den speziellen Systemen p_0 und p_* gelangt, würde physikalisch zu der Betrachtung einer Kugel führen, die fast ganz von einer homogenen Substanz, charakterisiert durch den Parameter p_*, erfüllt ist, nur in einer inneren kleinen konzentrischen Kugel würde sich Substanz vom Parameter p_0 befinden. An der Grenzfläche beider Kugeln tritt also eine sprungweise Änderung der optischen Eigenschaften ein. Auf diesen Fall aber sind die benutzten Formeln nicht zugeschnitten, sie sind unter der Annahme hergeleitet, daß q, η und α stetige Funktionen der Raumkoordinaten darstellen, während, wie Herr Hilbert mit Recht sagt, gerade in den Experimenten am häufigsten die sprungweise Änderung dieser Koeffizienten beim Durchgang durch die Grenzflächen von Körpern mit physikalisch verschiedener Beschaffenheit vorkommt. Wenn Herr Hilbert sagt, daß sich diese sprungweise Unstetigkeit der Koeffizienten nachträglich leicht durch eine Limesbetrachtung erledigen läßt, so daß die aufgestellten Sätze sämtlich ihre Gültigkeit bewahren, so sehe ich nicht, wie diese Limesbetrachtung zum Ziele führen kann. Durch die Definitionsgleichung (3) nämlich ist die Größe α im physikalischen Sinne nicht als Absorptions-, sondern als Schwächungskoeffizient definiert. Bei der Berechnung der im Volumenelement absorbierten Energie dagegen wird α als physikalischer Absorptionskoeffizient behandelt. Die Formeln gelten also nur für den Fall, daß beide Werte von α identisch werden. Das ist aber gleichbedeutend mit der beschränkenden Annahme, daß die Schwächung allein durch Absorption vor sich geht, daß also Zerstreuung und Reflexion der Strahlung ausgeschlossen sind. Sobald aber, wie im Falle der beiden konzentrischen Kugeln, eine sprungweise Änderung von q stattfindet, tritt Schwächung durch Reflexion auf, und diese ist nicht zu vernachlässigen, sondern bei der praktischen Anwendung des Kirchhoffschen Gesetzes sehr häufig von ausschlaggebender Bedeutung. Es fehlt also in der Herleitung des Herrn Hilbert, wie mir scheint, noch eine Untersuchung, inwieweit die benutzten Formeln abzuändern sind, um auf diesen Fall sprungweiser Änderung der optischen Eigenschaften anwendbar zu werden.

Im vorstehenden habe ich einige Bedenken gegen die von Herrn Hilbert gegebene Herleitung des Kirchhoffschen Gesetzes auseinandergesetzt. Herr Hilbert seinerseits sagt, daß ihm die bisher vorliegenden Beweisversuche für die Kirchhoffschen Sätze nicht einwandfrei erscheinen. Eine Begründung für diese seine Ansicht hat er nicht gegeben.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, 15. April 1913.

(Eingegangen 17. April 1913.)

Bemerkungen zur Begründung der elementaren Strahlungstheorie.

Von David Hilbert.

In meinem auf der Naturforscherversammlung zu Münster 1912 gehaltenen Vortrage[1]) habe ich die Grundlagen der elementaren (phänomenologischen) Strahlungstheorie behandelt. Aus meinen Betrachtungen läßt sich — und dies zu ermöglichen war ihr Hauptziel — unmittelbar eine Darstellung jener Disziplin entnehmen, die den neueren Anforderungen einer axiomatischen Behandlungsweise nach dem Muster der Geometrie genügt. Inzwischen habe ich mich davon überzeugt, daß außer denjenigen Axiomen, die meiner Beweisführung zugrunde liegen, auch noch andere wesentlich verschiedene Axiome oder Axiomensysteme zu einer strengen Begründung der Kirchhoffschen Sätze dienen können. Da ich gerade in der klaren Auffassung der verschiedenen möglichen Axiome einer Disziplin und in der Aufdeckung ihrer Gleichwertigkeit bzw. ihrer Zusammenhänge eine Hauptaufgabe der axiomatischen Behandlungsweise erblicke, so stelle ich im folgenden so kurz als möglich die wichtigsten Gesichtspunkte zusammen, die mir nunmehr für die Begründung der elementaren Strahlungstheorie nach der axiomatischen Methode erforderlich erscheinen[2]).

Zu Anfang meines Vortrags werden die drei Koeffizienten: die Lichtgeschwindigkeit q, der Emissionskoeffizient η und der Absorptionskoeffizient α eingeführt. In diesen Definitionen sind eine Reihe von Axiomen mit enthalten; ich begnüge mich, auf folgende Punkte hinzuweisen.

In der Annahme, daß die Energie ausschließlich längs der Kurven raschester Ankunft transportiert werde, liegt die axiomatische Forderung, daß bei Betrachtung des thermischen Gleichgewichts so verfahren werden darf, als wenn Zerstreuung und Reflexion des Lichtes nicht vorhanden wären[3]).

Die drei Koeffizienten q, η, α sind außer von der Stelle xyz noch von der Wellenlänge λ und der Temperatur abhängig. Da die Temperatur für die ganze Betrachtung stets einen konstanten Wert besitzt, so haben wir die Koeffizienten q, η, α lediglich als Funktionen von xyz und λ anzusehen.

Die weiteren Axiome formuliere ich nunmehr, wie folgt:

Axiom 1. (Axiom vom Ausgleich der Gesamtenergie.) Im Zustande des thermischen Gleichgewichts der Strahlung ist die gesamte, aus irgendeinem Volumenelement emittierte Energie aller Farben gleich der gesamten in demselben absorbierten Energie.

Axiom 2. (Axiom vom Ausgleich der Energien jeder einzelnen Farbe.) Im Zustande des thermischen Gleichgewichts der Strahlung findet an irgendeiner Stelle der Materie ein Austausch von Strahlungsenergien verschiedener Farbe nicht statt; vielmehr steht die Strahlung jeder Farbe für sich allein im Gleichgewicht.

Aus meinem Vortrage geht hervor, daß das eben aufgestellte Axiom 2 vom Ausgleich der Energien jeder einzelnen Farbe zur Herleitung der Kirchhoffschen Sätze und mithin zur Begründung der elementaren Strahlungstheorie vollkommen ausreichend ist: die Integralgleichung (8) in meinem Vortrage bringt den Inhalt des Axioms 2 unmittelbar zum Ausdruck.

Im folgenden möchte ich zunächst zeigen, daß ohne das Axiom 2, allein auf Grund des Axioms 1 vom Ausgleich der Gesamtenergie ein Beweis der Kirchhoffschen Sätze unmöglich ist. In der Tat bei Benutzung des Axioms 1 erhalten wir an Stelle der Integralgleichung (8) als Gleichgewichtsbedingung die folgende durch Integration von (8) nach λ entstehende Gleichung

$$\int_0^\infty \left| \eta - \frac{\alpha}{4\pi q^2} \int K \eta_1 \, dv_1 \right| d\lambda = 0, \quad (26)$$

worin, wie schon erwähnt, q, η, α außer von der Stelle xyz noch von der Wellenlänge λ abhängig sind.

Nunmehr wählen wir insbesondere q und α von xyz unabhängig, etwa $q = 1$ und $\alpha = 1$; dann wird K eine von λ unabhängige Funktion von xyz, $x_1 y_1 z_1$. Setzen wir endlich

$$H = \int_0^\infty \eta \, d\lambda,$$

so geht die Gleichung (26) über in

$$H - \frac{1}{4\pi} \int K H_1 \, dv_1 = 0,$$

und diese Gleichung ist erfüllt, wenn H von xyz unabhängig ist; wir nehmen etwa $H = 1$.

Wählen wir jetzt — was auf mannigfache Weise möglich ist — η als Funktion von xyz und λ derart, daß für alle Werte von xyz stets

$$\int_0^\infty \eta \, d\lambda = 1$$

1) Abgedruckt in dieser Zeitschr. **13**, 1056, 1912 und im Jahresbericht der Deutschen Math. Vereinigung **22**, 1, 1913.

2) Einen Teil der nachfolgenden Entwicklungen habe ich bereits im Jahresbericht der Deutschen Math. Vereinigung l. c. als Zusatz veröffentlicht.

3) Die Aussage dieses Axioms kann durch eine ähnliche Betrachtung physikalisch plausibel gemacht werden, wie sie M. Planck (Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1913, S. 29—30) hinsichtlich der Zerstreuung anwendet.

wird, so erkennen wir, daß bei den so getroffenen Festsetzungen über q, η, α die Kirchhoffschen Sätze in der Tat nicht gelten, während alle unsere Annahmen mit Ausnahme des Axioms 2 erfüllt sind. Damit ist der gewünschte Unmöglichkeitsbeweis vollkommen erbracht — analog dem bekannten Verfahren, wie es in der Theorie der arithmetischen und geometrischen Axiome seit langem angewandt wird.

In meinem oben dargelegten Beweise für die Kirchhoffschen Sätze ist nirgends davon Gebrauch gemacht worden, daß der Emissionskoeffizient η, ebenso wie die Größen α und q bereits durch die physikalische Beschaffenheit der Materie eindeutig als Funktion von λ bestimmt sind; vielmehr könnten die Werte für η, α, q noch durch die Umgebung der Stelle xyz und durch die begrenzenden Wände mitbedingt sein, so daß sie sich im allgemeinen änderten, sobald man die Materie von der Stelle xyz an eine andere Stelle desselben Systems oder in ein anderes System versetzt: die Kirchhoffschen Sätze, insbesondere der Satz, daß der Quotient $\frac{q^2\eta}{\alpha}$ stets eine vom Ort unabhängige Größe ist, bleiben also meinem Beweise zufolge auf Grund des Axioms 2 dennoch stets gültig, auch wenn wir davon absehen, daß die Größen η, α, q bereits durch die physikalische Beschaffenheit der Materie allein eindeutig bestimmt sind.

Um jedoch die in Rede stehende physikalisch sehr einfache und für reine Temperaturstrahlung gewiß gültige Annahme ebenfalls axiomatisch zu untersuchen, formulieren wir dieselbe wie folgt:

Axiom 3. (Axiom von der physikalischen Natur der Koeffizienten q, η, α.) Die für die Strahlung von irgendeiner Wellenlänge charakteristischen Größen: die Lichtgeschwindigkeit q, der Emissionskoeffizient η und der Absorptionskoeffizient α sind allein durch die physikalische Beschaffenheit der Materie an der Stelle eindeutig bestimmt, an welcher sich die Materie gerade befindet.

Bezeichnen wir mit p irgendwelche unendlich viele Parameter, die die physikalische Beschaffenheit der Materie eindeutig festlegen, so können wir das Axiom 3 mathematisch auch folgendermaßen ausdrücken: die Größen q, η, α hängen bei konstanter Temperatur außer von der Wellenlänge λ nur von den Parametern p, nicht aber noch von der Beschaffenheit der Materie an anderen Stellen im Raume ab. Wählen wir daher wie oben

$$q = 1, \qquad \alpha = 1$$

und η irgendwie als Funktion von λ und den Parametern p, so daß für alle Werte von p stets

$$\int_0^\infty \eta(p)\, d\lambda = 1$$

wird, so erkennen wir wie vorhin, daß die Kirchhoffschen Sätze nicht gelten, während Axiom 1 und 3, aber nicht Axiom 2 erfüllt ist. Damit ist gezeigt, daß ein Beweis der Kirchhoffschen Sätze auch auf Grund der Axiome 1 und 3 vom Ausgleich der Gesamtenergie und von der physikalischen Natur der Koeffizienten q, η, α — ohne Hilfe des Axioms 2 vom Ausgleich der Energien jeder einzelnen Farbe — nicht möglich ist.

Als Ersatz für Axiom 2 kann jedoch ein Axiom dienen, welches im wesentlichen die Formulierung einer Tatsache ist, die M. Planck in seinen Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung[1]) mittels des zweiten Wärmesatzes beweist und sodann ebenfalls zur Begründung der Kirchhoffschen Sätze verwendet. Dieses Axiom lautet:

Axiom 4. (Axiom von der physikalischen Natur der Strahlungsdichte.) Im Zustande des thermischen Gleichgewichts ist die Dichte der Strahlungsenergie einer jeden Wellenlänge, für welche die Materie nicht diatherman ist, allein durch die physikalische Beschaffenheit der Materie an der Stelle eindeutig bestimmt, an welcher sich die Materie gerade befindet.

Wir denken uns nunmehr irgendeinen Raum, etwa das Innere einer spiegelnden Kugelfläche, homogen mit einem Stoffe erfüllt, dessen physikalische Natur durch das Parametersystem p charakterisiert wird. Nach Axiom 3 werden die Koeffizienten q, η, α bestimmte Funktionen von λ, p und sind mithin von der Stelle xyz im Kugelinnern unabhängig. Wegen Formel (6) wird die Energiedichte im Mittelpunkt der Kugel

$$u = \frac{1}{4\pi q^3} \int \frac{e^{-A}}{S}\, \eta_1\, dv_1$$

oder wegen (11)

$$u = \frac{\eta}{4\pi q^3} \int_0^\infty \int e^{-\int_0^{s_1} \alpha_1 ds_1} q^2{}_1\, ds_1\, d\chi_1,$$

$$= \frac{\eta}{q\alpha}.$$

1) Vgl. Ende § 34, S. 34. Hiernach nehme ich meine gegen den Planckschen Beweis der Kirchhoffschen Sätze erhobenen Einwendungen (l. c.) zurück. Das Verfahren von M. Planck befindet sich keineswegs — wie ich früher geglaubt hatte — im Widerspruch mit meinen Ausführungen, da eben in den physikalischen, auf der Heranziehung des zweiten Wärmesatzes beruhenden Überlegungen von M. Planck die meinem Axiom 2 äquivalenten Annahmen zu erblicken sind.

Wenden wir nunmehr Axiom 4 an, so stellt die eben erhaltene Gleichung

$$u = \frac{\eta}{q\alpha}$$

die Strahlungsdichte allgemein in jedem beliebigen Systeme dar. Aus ihr folgt in Verbindung mit (6) die Integralgleichung (8) und auf Grund der letzteren läßt sich dann, wie in meinem Vortrage gezeigt worden ist, der Beweis der Kirchhoffschen Sätze und mithin die elementare Strahlungstheorie überhaupt begründen.

Endlich möge noch das folgende Axiom hinzugezogen werden:

Axiom 5. (Axiom vom Vorhandensein gewisser Verschiedenartigkeiten der Stoffe.) Es gibt Stoffe mit solchem Absorptionskoeffizienten α und Brechungsvermögen, daß der Quotient $\frac{\alpha}{q^2}$ gleich einer willkürlich vorgeschriebenen Funktion der Wellenlänge λ ausfällt[1]).

Dieses Axiom läßt sich in zweierlei Weisen auffassen. Die engere Auffassung verlangt nur: es sollen sich stets materielle Systeme von der Art herstellen lassen, daß darin der Quotient $\frac{\alpha}{q^2}$ eine willkürlich vorgeschriebene Funktion der Wellenlänge λ und der Stelle xyz ist. Die Integralgleichung (26) drückt dann, wie vorhin, das Erfülltsein des Axioms 1 vom Ausgleich der Gesamtenergie aus, und da jene Integralgleichung außer der Lösung

$$\eta = \frac{\alpha}{q^2} f(\lambda)$$

gewiß noch andere Lösungen zuläßt, so folgt wiederum, daß die Herleitung der Kirchhoffschen Sätze auf Grund der Axiome 1 und 5 in dieser engeren Auffassung ohne Hilfe des Axioms 2 oder des Axioms 3 unmöglich ist.

Zu einer allgemeineren Auffassung des Axioms 5 gelangen wir, wenn wir dasselbe in Verbindung mit Axiom 3 bringen. Wir können alsdann Axiom 3 und 5 zusammengenommen folgendermaßen mathematisch formulieren.

Es sei irgendein endlicher von Wänden begrenzter Raum gegeben: alsdann ist es stets möglich, die Parameter p, welche die physikalische Natur der Materie bestimmen, derart als Funktionen der Stelle xyz des Raumes zu wählen, daß der Quotient $\frac{\alpha(\lambda p)}{q^2(\lambda, p)}$ dadurch innerhalb jenes Raumes eine willkürlich vorgeschriebene Funktion der Veränderlichen λ und xyz wird. Bei dieser Auffassung gelingt es, aus den Axiomen 1, 3 und 5 die Kirchhoffschen Sätze ohne Heranziehung der Axiome 2 oder 4 zu beweisen.

Um dies zu erkennen, denken wir uns irgendeinen Raum, etwa das Innere einer spiegelnden Kugelfläche auf folgende Art mit Materie erfüllt. Es seien p_0 bzw. p_* Parametersysteme, die die physikalische Natur zweier bestimmter Stoffe charakterisieren; wir bezeichnen ferner mit r die Entfernung des Mittelpunkts 000 der Kugel von einem Punkte xyz im Kugelinneren; endlich bedeute ε eine Konstante; dann ist durch

$$p(r, \varepsilon) = \frac{p_0 \varepsilon^2 + p_* r^2}{\varepsilon^2 + r^2} \tag{28}$$

für jeden positiven Wert ε an jeder Stelle xyz im Kugelinneren ein Parametersystem p festgelegt. Wir wollen uns nun das Kugelinnere derart mit Materie erfüllt denken, daß ihre physikalische Natur an jeder Stelle durch das Parametersystem (28) charakterisiert ist. Durch Einsetzen von (28) werden auch die Größen $q(\lambda, p)$, $\eta(\lambda, p)$, $\alpha(\lambda, p)$ bestimmte Funktionen von λ und xyz.

Die Gleichgewichtsbedingung (26) nimmt, wenn wir darin an Stelle von η die Funktion

$$\varphi = \frac{\eta q^2}{\alpha}$$

einführen, die Gestalt an

$$\int_0^\infty \frac{\alpha}{q^2} \left\{ \varphi - \frac{1}{4\pi} \int K \frac{\alpha_1 \varphi_1}{q_1^2} \, dv_1 \right\} d\lambda = 0,$$

oder, wenn wir für xyz den Mittelpunkt 000 der Kugel wählen, wegen (11)

$$\int_0^\infty \frac{\alpha(\lambda, p_0)}{q^2(\lambda, p_0)} \left\{ \varphi(\lambda, p_0) - \right.$$

$$\left. \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \int \alpha(\lambda, p) e^{-\int_\varepsilon^s \alpha(\lambda, p) \, ds} \varphi(\lambda, p) \, ds \, d\chi \right\} d\lambda = 0. \tag{29}$$

Nunmehr nehmen wir in dieser Gleichung den Grenzwert $\varepsilon = 0$. Da für $r > 0$ wegen (28)

$$\lim_{\varepsilon = 0} p(r, \varepsilon) = p_*$$

ist und mithin

1) Ein ähnliches Axiom hat zuerst Herr E. Pringsheim in der Abhandlung „Herleitung des Kirchhoffschen Gesetzes" (Zeitschr. f. wissensch. Photographie **1**, 360, 1903) aufgestellt und zum Beweis der Kirchhoffschen Sätze zu benutzen gesucht. — Die obigen Ausführungen über das Axiom 5 habe ich bereits in dem Jahresbericht der Deutschen Mathem. Vereinigung l. c. veröffentlicht; die gegen dieselben von Herrn E. Pringsheim in dieser Zeitschr. (**14**, 589, 1913) erhobenen Einwendungen erscheinen mir in keinem Punkte als berechtigt.

$$\lim_{\varepsilon=0} \varphi(\lambda, p) = \varphi(\lambda, p_*)$$

von xyz unabhängig wird, so erhalten wir aus (29)

$$\int_0^\infty \frac{a(\lambda, p_0)}{q^2(\lambda, p_0)} \left\{\varphi(\lambda, p_0) - \varphi(\lambda, p_*)\right\} d\lambda = 0.$$

Ersetzen wir hierin p_* durch irgendein anderes Parametersystem p_{**} und subtrahieren, so entsteht die Gleichung

$$\int_0^\infty \frac{a(\lambda, p_0)}{q^2(\lambda, p_0)} \left\{\varphi(\lambda, p_*) - \varphi(\lambda, p_{**})\right\} d\lambda = 0,$$

und aus dieser folgt nach Axiom 5 wegen der Willkür der Funktion

$$\frac{a(\lambda, p_0)}{q^2(\lambda, p_0)}$$

notwendig

$$\varphi(\lambda, p_*) - \varphi(\lambda, p_{**}) = 0,$$

d. h. die Funktion $\varphi(\lambda, p)$ ist von der Wahl der Parameter unabhängig und daher gleich einer universellen Funktion der Wellenlänge λ.

Zusammenfassend gewinnen wir nunmehr das Resultat, daß für sich allein das Axiom 2 vom Ausgleich der Energien jeder einzelnen Farbe und ebenso für sich allein die Axiome 3 und 4 von der physikalischen Natur der Koeffizienten q, η, α und der Strahlungsdichte u, sowie endlich auch für sich allein die Axiome 1, 3 und 5 vom Ausgleich der Gesamtenergie, von der physikalischen Natur der Koeffizienten q, η, α und vom Vorhandensein gewisser Verschiedenartigkeiten der Stoffe zur Begründung der Kirchhoffschen Sätze hinreichend sind, während diese Begründung allein mit Hilfe der Axiome 1 und 3, oder allein mittels 1 und 5 nicht möglich ist.

(Eingegangen 8. Mai 1913.)

ZUSAMMENFASSENDER BERICHT.

Bericht über die Jahresausstellung der französischen physikalischen Gesellschaft [1]).

(V.)

Von Otto Scheuer und Jean Saphores.

Die Ausstellung fand am 27. und 28. April in den Sälen der Gesellschaft statt; sie war sehr gut beschickt und besucht. Wir müssen uns hier darauf beschränken, nur solche Apparate zu beschreiben, die den Charakter wirklicher Neuheit aufweisen, und die beiseite lassen, die nur verhältnismäßig unbedeutende Veränderungen erfahren haben und von den früheren Ausstellungen her bekannt sind.

I. Elektrizität.

Meßapparate. Elektrometer. — Das Quadrantenelektrometer von Debierne (Ch. Beaudouin, Konstrukteur) ähnelt in mancher Hinsicht dem von P. Curie. Es ist nach den Angaben Debiernes konstruiert, um bei großer Sicherheit der Messungen eine hohe Empfindlichkeit durch einfache und bequeme Manipulation zu erreichen. Es besitzt den großen Vorteil, daß seine verschiedenen Organe während der Messungen immer sichtbar bleiben, während sie gleichzeitig in hohem Maße elektrostatisch geschützt sind.

Die aus vernickeltem Messing bestehenden Quadranten C, Fig. 1, sind auf vier Bernsteinblöcke I montiert, die selbst bei feuchter Luft eine gute Isolierung sichern. Ihre Montierung geschieht mit Schrauben, die in Bernstein versenkt sind, so daß nur dessen äußere Oberfläche zu überwachen ist.

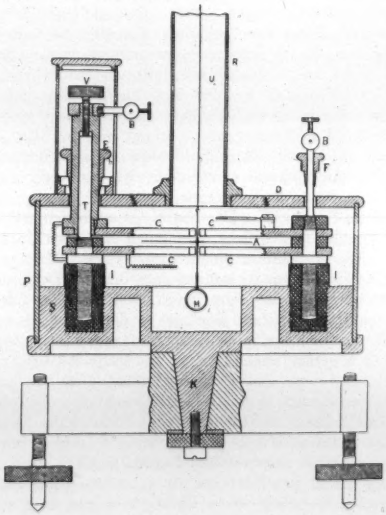


Fig. 1.

1) Vgl. diese Zeitschr. **13**, 825, 1912.

Einer der Quadranten C kann mit Hilfe einer Regulierschraube V verschoben werden, um die unvermeidliche Dissymmetrie der Nadel zu kompensieren. Auf diese Weise kann man ihm eine solche Lage geben, daß die Nadel A im Augenblicke ihrer Ladung keinerlei Ablenkung erleidet, wodurch die Benutzung hoher Potentiale und Erhalt großer Empfindlichkeit ermöglicht sind. Die Reguliervorrichtungen erlauben ein sehr langsames und regelmäßiges Verschieben. Die zwei Stöpsel E und F gestatten, die eine oder die andere Gruppe der Quadranten mit der Masse zu verbinden.

Die rechteckige Form des Gehäuses ist wohl erwogen worden, um guten elektrostatischen Schutz zu gewährleisten, und soweit als möglich das Luftvolumen zu verringern, das von den an den Quadranten endenden Kraftlinien durchsetzt wird. Der Ionisationsstrom, der im Innern des Elektrometers entsteht, wenn die Luft, wie dies in Laboratorien für Radioaktivität der Fall ist, stark ionisiert ist, wird auf ein Minimum reduziert. Der Basisteil des Gehäuses ist mit Hilfe eines Konus K auf einem dreiteiligen Fuß mit Stellschrauben befestigt. Vier rechteckig angeordnete Platten P tragen die Deckplatte D, auf die das den Aufhängefaden U enthaltende Rohr R aufgesetzt ist. Der Faden ist an einem Metallstab aufgehängt, der von einem Ebonitstöpsel getragen wird, welcher um seine Achse drehbar ist, während der Metallstab sich vertikal verschiebt. Dadurch kann man der Nadel alle wünschbaren Lagen geben. Die Seitenflächen des Gehäuses bestehen aus vernickelten Messingplatten, die in Schlitzen verschiebbar sind. Die vordere und hintere Platte besitzen Glasscheiben.

Die Nadel besteht aus einem $^1/_{100}$ mm dicken Aluminiumblättchen, das durch ein spezielles Verfahren genau geebnet und im Mittelteil durch ein daraufgeklebtes, ebenso dünnes Aluminiumblättchen verstärkt ist, wodurch die Flexion der Extremitäten der Nadel fast ganz verhindert wird. Die Nadel ist zwischen zwei Lamellen eingedrückt, von denen die obere einen Haken, die untere einen Konkavspiegel M trägt. Das Ganze wiegt weniger als 0,2 g. Deshalb ist seine Inertie sehr klein im Verhältnis zum Reibungswiderstand der Luft an der Nadel, deren Bewegungen bei gleichzeitiger starker Dämpfung rasch genug sind. Der 47 cm lange Aufhängefaden U ist aus Phosphorbronze und hat an seinen Enden je eine Silberdrahtschlinge. Durch Anwendung verschieden dicker Fäden kann man die Empfindlichkeit des Instruments ändern. Die gewöhnlich angewendete Empfindlichkeit ist 0,6 bis 0,8 m pro Volt bei einer Skalenentfernung von 1 m, doch ist es leicht, 2 m pro Volt zu erhalten.

Das Elektrometer von Szilard (Soc. d'études d'appareils de mesure) ist besonders für Messung der Ionisation nach der Methode der Ladungsverluste bestimmt. Man hat sich also bestrebt, ihm eine große Empfindlichkeit für den Strom zu geben. Die Nadel A, die das Potential des Gehäuses hat, dient gleichzeitig als Zeiger, indem sie sich vor einer Skala E verschiebt und als beweglicher Teil, der von einem geladenen Quadranten S angezogen wird. Das Drehmoment wird von einer zylindrischen Spiralfeder R geliefert, welche die Nadel A trägt.

Die Fig. 2 und 3 machen die Anordnung verständlich. Ein schmales (0,5 mm) Metall-

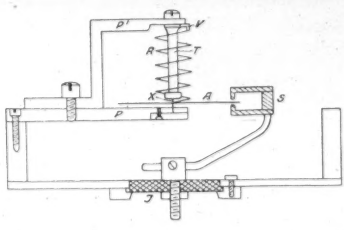


Fig. 2.

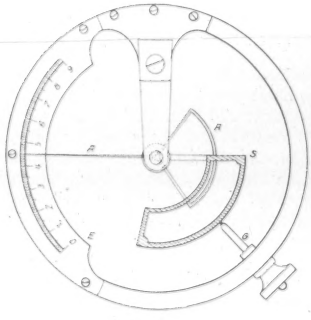


Fig. 3.

band bildet die beiden Flügel der Nadel A, von denen einer die Form eines Kreissektors hat, der andere ist spitz und gerade. Die Nadel ist von einer kurzen Achse x durchsetzt, die sich auf Zapfen und Gegenzapfen von Rubin dreht. Die Achse ist am Ende der Spirale R befestigt, deren oberes Ende von einer kleinen, um den Stab T verschiebbaren Zwinge V getragen wird. Der Stab T sitzt oben in der Brücke P' und hat unten einen Rubinzapfen. Er ist von der Spirale R umgeben. Der Sektor S dient als Quadrant. Ein isolierter und in der Wand des

Gehäuses verschiebbarer Stift C gestattet, dem Quadranten S eine Ladung zuzuführen, wodurch dieser auf den sektorförmigen Teil der Nadel einwirkt und deren Zeiger vor der Skala E verschiebt. Die mittlere elektrostatische Kapazität des Apparats ist 2 cm. Ein Strom von 10^{-11} Amp. verschiebt die Nadel um 1^0 pro Sekunde, was bei Gebrauch eines Mikroskops leicht Ablesungen von 10^{-13} Amp. gestattet.

Das Elektrometer von Cremieu ist zur Messung von Ionisationsströmen nach der gleichen Methode bestimmt, wie das von Szilard. Der bewegliche Teil besteht aus vier zwischen den zwei vertikalen Seiten eines kleinen Aluminiumrahmens horizontal gespannten Silberdrähten. Eine dieser Seiten endigt in eine kreisförmige Alidade, die andere in einem Diopter. Der bewegliche Teil wird von einem metallischen, flachen Torsionsfaden getragen; zu seinen beiden Seiten sind zwei vertikale Metallflügelchen angeordnet, die dasselbe Potential haben wie er selbst. Das Ganze ist mit Bernstein isoliert und in einem Metallgehäuse eingeschlossen.

Für die Ausführung von Messungen wird der isolierte Teil geladen, worauf die Flügel den beweglichen Teil abstoßen, und der Aufhängefaden sich um einen gewissen Betrag verdreht. Wenn sich dann infolge von Leitfähigkeit der umgebenden Luft der bewegliche Teil langsam entladet, so genügt es, um die Ionisation dieser Luft zu messen, mit Hilfe der Alidade und des Diopters die Zeit zu messen, die nötig ist, die Torsion des Fadens um einen bekannten Winkel zu verringern. Der Apparat kann durch seine einfachere Handhabung die in der Radioaktivität dienenden Goldblattelektroskope ersetzen.

Das registrierende Elektrometer von Moulin (Carpentier, Konstrukteur) ist multizellular und gibt mit einer reibenden Feder ein kontinuierliches Diagramm von Gleich- und Wechselspannungen. Für die Spannungen unter 2000 Volt ist das Diagramm punktiert. Es wird auf rechtwinkligen Ordinaten nach dem bei allen Registrierapparaten von Carpentier gebräuchlichen System erhalten.

Ein Elektrodensimeter von Benoist ist bestimmt, den Ärzten ein einfaches und genaues Mittel zur Dosierung statischer Elektrizität zu liefern. Es besteht im Prinzip aus einem Elektrometer mit beweglichem Aluminiumblättchen und einem elektrostatischen Ladestab, dem analog, der zu elektrostatischen Versuchen dient. Indem sich der Ladestab an die Hand des Patienten anlegt, erhält er eine Ladung, die dann mit dem Elektrometer gemessen wird. Man erfährt damit die Dichte der elektrischen Ladung, die der Patient trägt.

Galvanometer. — Galvanometer von Ch. Féry. Man kann ein Galvanometer als einen Motor sehr kleiner Leistung betrachten, dessen Arbeit zur Torsion des Aufhängefadens dient. Die Winkeleinheit der Ablenkung wird mit einer um so kleineren Ausgabe an elektrischer Energie erhalten, je kleiner der Drehungswiderstand des Fadens und je größer der elektrische Nutzeffekt des magnetoelektrischen Motors (Magnet oder Spule) selbst ist. Dieser Nutzeffekt ist bei den Galvanometern mit beweglichen Spulen sehr groß, aber der Torsionswiderstand der Aufhängung ist es meistens auch. Bei ihnen ist die Empfindlichkeit durch die Dämpfung begrenzt, die zuweilen sehr große Werte annimmt. Bei den Galvanometern dagegen mit beweglichen Magneten ist die durch die Induktionsströme (hervorgerufen durch die Bewegungen der Zeiger) veranlaßte Dämpfung immer zu klein und erfordert eine Hilfsdämpfung.

Professor Féry hat nun überlegt, daß bei Erhöhung der Eigendämpfung des Galvanometers, indem man sie ihrem kritischen Werte nähert, man gleichzeitig die Empfindlichkeit steigern kann, oder mit anderen Worten, die Auslage des zur Erreichung der Einheit des Drehungswinkels nötigen elektrischen Effekts vermindert.

Bei allen gegenwärtigen Galvanometern mit beweglichen Magneten umgibt der Faden der Spule beide Magnetpole, so daß die innere Spirale als Diameter mindestens die Länge des Magneten hat. Dem ist jedoch nicht mehr so, wenn nur ein Pol der Wirkung der Spule ausgesetzt wird. Man begreift, daß in diesem Fall für eine gegebene Ablenkung des Pols die Änderung des festen Winkels, unterstützt von dem Umfang des Magneten, um so größer sein wird, als der Magnet einen kleineren Umfang hat. Daraus ergeben sich als Vorteile eine Erhöhung der durch die Polbewegung entstehenden gegenelektromotorischen Kraft und eine Widerstandsverminderung der Spirale, welche zur Folge haben, daß die kurzgeschlossene Spule während der Bewegung des Magneten von Strom durchflossen ist, der stark genug ist, um eine große Dämpfung hervorzurufen.

Diese Bedingungen sind in einfacher Weise verwirklicht, indem jeder Pol des aufgehängten Magneten zwischen zwei Paaren flacher Spulen sich befindet, die einander nahe genug sind, um als ein Solenoid zu wirken. Fig. 4 und die Fig. 5 zeigen eine Ausführung, um das System astatisch zu gestalten, indem vier identische Stäbe mit den gleichnamigen Polen quadratisch zusammengelegt sind. Ein derartiges ausgestelltes Galvanometer gab bei 1 m Skalenentfernung 1 mm Ausschlag für 8×10^{-10} Amp. Der Wider-

stand der in Serien geschalteten Spulen ist nur 2 Ohm. Jede Spule von 12 mm äußerem Durchmesser trägt 160 Windungen von 0,5 mm dickem Draht. Die Schwingungsdauer ist 15 Sekunden. Der Gebrauch eines Panzers und eines Quarzfadens wird dem Instrument zum Vorteil gereichen.

Von dem Panzergalvanometer von Broca (Carpentier) ist zu sagen, daß die magnetischen Störungen durch die Anwendung der drei Panzer auf $^1/_{100}$ derjenigen reduziert sind, die das Instrument ohne Panzer hätte. Die Bedingungen

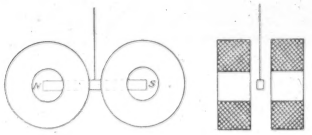


Fig. 4.

für Empfindlichkeit und Dämpfung sind dieselben wie bei dem gewöhnlichen Galvanometer von Broca, während die Dauer der einfachen Schwingungen bis zu einigen Zehntelsekunden geht. Der Direktionsmagnet im Innern der Panzer wird von außen manövriert, und der Spiegel befindet sich zwischen dem mittleren und dem äußeren Panzer.

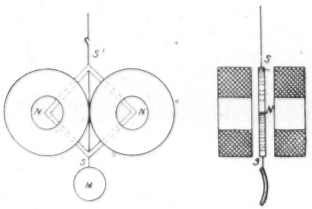


Fig. 5.

Das Registriergalvanometer von Richard unterscheidet sich von denen von ähnlichem Typus durch das Registrierverfahren. Wenn man einen Registrierapparat hoher Empfindlichkeit herstellen will, darf man nicht das direkte Verfahren anwenden, das darin besteht, daß man den Apparat mit einem Zeiger versieht, der in eine Schreibfeder endigt, welche auf einem rotierenden Zylinder die Schwingungen oder Ausschläge des Apparats aufzeichnet. Dieses Verfahren ist deshalb zu verwerfen, weil die Reibung der Feder zu starke störende Kräfte einführt. Es ist besser, ein photographisches Verfahren anzuwenden, das jedoch immer sehr sorgfältiger Regulierung bedarf. Richard versieht sein Galvanometer mit einem Zeiger, der dem der Instrumente mit direkter Aufzeichnung ähnlich ist, der aber an Stelle der Feder eine optische Anordnung besitzt, welche aus einer kleinen Lampe und einer Linse besteht. Diese erzeugen ein Bild auf dem photographischen Papier des rotierenden Zylinders.

Bei einem Registriergalvanometer von Chauvin & Arnoux wird das von einer vor einem vertikalen Spalt befindlichen Lichtquelle ausgesandte Licht von dem Spiegel des Galvanometers auf photographisches Papier geworfen, das sich hinter einem horizontalen Spalt befindet, wodurch man einen Bildpunkt erhält. Ein Kontaktmetronom, das eine kleine elektrische Lampe aktionniert, die sich neben dem Galvanometer befindet, gestattet Ordinaten gleicher Zeiten zu zeichnen. Da der horizontale Spalt mit Hilfe der ihn durchsetzenden Fäden in Funktion der Intensität geteilt ist, besitzen die Kurve und die Ordinaten Unterbrechungen, wodurch es möglich ist, Abszissen gleicher Intensitäten zu zeichnen.

Das Galvanoszilla von Professor Boucherot ist ein Vibrationsgalvanometer, dessen Beschreibung wohl interessieren dürfte, trotzdem es bis jetzt nur für den speziellen Fall der Messung des Koeffizienten der Unregelmäßigkeit eines Alternators angewendet wurde, der mit einer Kolbenmaschine betrieben ist. Es zeichnet sich durch große Einfachheit aus und gehört nach seiner Konstruktion zu den Galvanometern mit beweglicher Spule.

Die Wicklung der beweglichen Spule wird von einer flachen Spule A (Fig. 6) gebildet, die

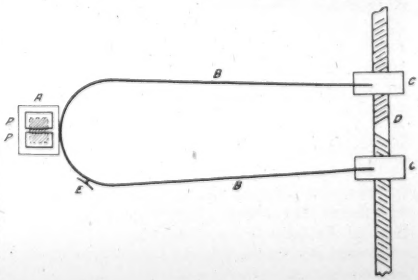


Fig. 6.

auf der elastischen Lamelle B befestigt ist und sich in einem Magnetfeld befindet, das senkrecht zu ihrer Ebene ist. Das Magnetfeld wird entweder durch einen permanenten oder Elektro-

magneten erhalten, dessen Pole PP in der Figur im Horizontalschnitt sichtbar sind. Die elastische Lamelle B hat die Form eines U und trägt in ihrer Mitte die Wicklungen. Ihre beiden Arme sind in den zwei als Schrauben geschnittenen Massen CC eingebettet, deren Entfernung mit der Stellschraube D veränderlich ist. Damit wird die Spannung der Lamelle veränderlich und infolge davon die Periode der Eigenschwingung der Galvanometerwicklung A, welche so der Periode des zu messenden Stroms gleich gemacht werden kann.

Ein auf der Lamelle B befindlicher Konkavspiegel E läßt nach der gebräuchlichen Methode auf einer transparenten Skala die Schwingungsbewegungen von A beobachten. Die Amplitude dieser Bewegungen ist der Intensität des A durchfließenden Wechselstroms proportional und kann infolge der Resonanz sehr groß werden.

Die Messung geschieht in folgender Weise. Man bringt die Eigenperiode des Galvanometers zur Egalität mit der des Alternatorstroms. Es entsteht Resonanz, und man beobachtet auf der Skala einen Lichtstreifen konstanter Amplitude von a-Teilstrichen, deren Wert durch einen mit dem Apparat in Serie geschalteten Widerstand R geregelt werden kann.

Dann variiert man die Spannung der Lamelle, also die Periode des Galvanoszilla, bis man eine periodische Änderung des Lichtbildes beobachtet, deren Wert $b - c$ sei. Wenn $b - c$ ein Maximum erreicht, herrscht zwischen der periodischen Änderung und dem Irregularitätskoeffizienten E Proportionalität. Um eine einfache Ablesung zu haben, verkleinert man R auf R_1. Der Wert der Irregularität ist dann

$$E = \frac{b - c}{a} \frac{R_1}{R} \frac{I}{p},$$

wo p die Zahl der Polepaare des Alternators darstellt, der den Strom I gibt.

Die solide Form und die Dimensionen des Apparats, dem ein Widerstandskasten beigegeben ist, machen ihn zu einem wertvollen und bequemen Instrument für die Kontrolle von durch Kolbenmaschinen betriebenen elektrischen Maschinen und für Explosionsmotoren.

Ein Vibrationsgalvanometer von Carpentier ist ein Zwischending von einem gewöhnlichen Galvanometer und einem Oszillographen. Es ist nach dem Prinzip von Mather konstruiert und läßt mit von einem Elektromagneten geschaffenen Erregerfeld die Konstante von Ayrton bis zum Betrage von 1500, oder bei gegebenem Feld mit permanentem Magneten bis zur Größe 400 bis 500 erreichen. Dabei besitzt es den Vorteil, nicht größer zu sein als ein gewöhnliches Galvanometer mit beweglicher Spule, und kann mit einem genügend großen Spiegel versehen werden, um keine spezielle Lichtquelle für die Beobachtung seines Lichtbildes anwenden zu müssen.

Das ausgestellte Instrument ist für die Apparate von Belin bestimmt. Es gibt bei 50 Perioden eine Empfindlichkeit von 20 Mikroampere für 1 mm der einen Meter entfernten Skala, wenn seine Spule auf einen Dämpfungsstrom geschlossen ist. Der Widerstand der Spule ist 97 Ohm, und der Elektromagnet verbraucht bei 110 Volt nur 0,17 Amp. Die gewöhnlich konstruierten Apparate dieses Typus haben permanente Magneten mit bifilarer Aufhängung, welche die Eigenperiode des beweglichen Teils in den Grenzen der industriellen Frequenzen regeln läßt. Ihr Rahmen wiegt bei 4 mm Breite und 60 mm Höhe, Spiegel und Befestigungsteile inbegriffen, kaum zwei Gramm.

Volt-, Ampere- und Wattmeter.

Von diesen Apparaten war eine sehr große Zahl von meistens hervorragender Ausführung zu sehen, doch waren sie fast durchweg von bereits bekannter Konstruktion.

Ein Normalmilliamperemeter von Chauvin & Arnoux mit beweglicher Spule enthält eine neue Anordnung, um die durch Temperaturänderungen auftretenden Fehler zu korrigieren. Diese Änderungen veranlassen im allgemeinen eine Änderung der Empfindlichkeit, welchem Umstande man abhelfen kann, indem man das Feld im Luftraum des Galvanometers durch Verschieben eines magnetischen Shunts in der Nähe der Polstücke korrigiert. Bei diesem Amperemeter wird dieses Shunt von außen mittels eines Knopfes verschoben. Ein Zeiger erlaubt, vor Beginn der Messungen dem Shunt die nötige Stellung zu geben, die durch die Angabe eines Thermometers angezeigt wird, das sich auf dem Apparat befindet.

Ein thermisches Milliamperemeter von Chopin (Carpentier) besteht aus einem auf Zapfen montiertem, sehr empfindlichen Galvanometer Deprez d'Arsonval, dessen beweglicher Teil ein Thermoelement trägt, das von einem Solenoid aus dünnem Draht, dem „Chauffeur", umgeben ist, welchen der zu messende, durch Spiralfedern zugeführte Strom durchfließt. Das Thermoelement in unmittelbarer Nähe des Chauffeurs nimmt rasch dessen Temperatur an, und die direkt mit dem Thermoelement verbundene Drehspule wird sofort abgelenkt, wenn sich die Temperatur des Chauffeurs erhöht. Die Ablenkungen sind unabhängig von der Form des Stroms, weshalb das Instrument für Wechselstrom geringer Intensität verwendbar ist.

Das Wattmeter mit doppeltem Shunt von

Carpentier hat zwei miteinander verbundene bewegliche Spulen, die um eine vertikale Achse drehbar sind. Die Originalität des Instruments beruht im Gebrauch sehr kleiner Feldspulen, die sich im Innern der beweglichen Spulen befinden. Diese Anordnung besitzt mehrere Vorteile. Seine Höhe ist bedeutend reduziert gegenüber dem gebräuchlichen Wattmeter für Einphasenstrom von Carpentier, das im übrigen dieselben Dimensionen und auswechselbaren Spulen hat. Die Erscheinungen der gegenseitigen Induktion sind bedeutend verringert, und der Selbstinduktionskoeffizient der Feldspulen ist dermaßen erniedrigt, daß das Wattmeter mit Shunts für alle industriellen Frequenzen dienen kann. Um den Temperaturkoeffizienten vernachlässigen zu können, schaltet man einen Manganinwiderstand mit der Spule hintereinander. Die Potentialdifferenz an den Klemmen der Shunts ist bei einem Strom von 10 Amp. im Kreis des Feldes 200 Millivolt. Das Wattmeter ist nicht nur für Gleichstrom verwendbar, für den es den Vorteil hat, astatisch zu sein, sondern auch für ein-, zwei- oder dreiphasigen Wechselstrom, wenn man den Feld- und den Spannungskreis entsprechend verbindet.

Die Shuntwattmeter für musikalische Frequenzen (500 und 1000 Perioden) von Carpentier sind elektrodynamische Apparate, deren feste Spule von sehr kleinen Abmessungen sich im Innern der beweglichen Spule befindet. Durch diese Bedingung ist die Selbstinduktion der festen Spule auf ein Minimum reduziert. Indem man noch mit ihr einen Ohmschen Widerstand aus Manganin hintereinanderschaltet, erhält man einen wenig induktiven Kreis, dessen Widerstandsänderung mit der Temperatur kleiner als $^1/_{1000}$ ist, weshalb man den Apparat mit induktionsfreien Nebenschlüssen gebrauchen kann. Bei den für 500 oder 1000 Perioden etablierten Wattmetern korrigiert man die durch die Selbstinduktion der festen Spule hervorgerufene schwache Phasenverschiebung durch Hintereinanderschaltung der beweglichen Spule mit einem induktiven Widerstand. Bei diesen Instrumenten verbraucht der Spannungskreis 50 Mikroampere. Die Selbstinduktion der beweglichen Spule ist ungefähr 0,12 Henry, die der festen Spule $0{,}5 \times 10^{-6}$ und die Potentialdifferenz an ihren Klemmen 0,2 Volt.

Verschiedene Instrumente.

Der Gleitindikator von Armagnat (Da und Dutihl, Konstrukteure) dient zur Messung des Gleitens von asynchronen Motoren. Er enthält einen kleinen vierpoligen Synchronmotor, der in Derivation mit der Stromquelle geschaltet ist, die den asynchronen Motor betreibt, dessen Gleiten man messen will. Der Synchronmotor wird von Hand aus eingeschaltet und in Bewegung gesetzt. Der Apparat besitzt überdies eine Achse mit Stechstift, ähnlich dem von Tourenzählern, welchen Stift man an die Achse des Synchronmotors anlegen kann. Dieser Motor einerseits und der Stechstift andererseits wirken auf ein Räderwerk in der Weise, daß dessen Achse in einer gegebenen Zeit sich um einen Winkel dreht, der proportional dem zu messenden Gleitwinkel des Asynchronmotors ist.

Das Instrument erlaubt auch bei Alleingebrauch des Synchronmotors allein, die Frequenz des ihn speisenden Wechselstroms, oder, wenn man den Stechstift für sich allein benutzt, die Geschwindigkeit irgendeiner Maschine zu messen.

Ein Phasenverschieber für Dreiphasenstrom von der Compagnie des Compteurs gibt ein willkommenes Mittel, bei Messungen oder Eichungen mit solchem Strom drei Dreiphasenspannungen zu haben, die man in beliebigem Verhältnis zu den anderen, über die man verfügt, verschieben kann. Gewöhnlich gebraucht man hierzu drei Selbstinduktionsspulen und drei variable Widerstände, und es ist immer heikel, diese so zu regulieren, daß der Dreiphasenstrom equilibriert sei. Bei diesem Apparat benutzt man einen Grammeschen Ring, dem man den Dreiphasenstrom in drei, um 120^0 gegeneinander verschobenen Punkten zuführt, und auf welchen drei Stromkontakte angebracht sind, deren Stellungen veränderlich sind, aber immer um 120^0 gegeneinander verschoben bleiben.

Die Société industrielle des Téléphones zeigte einen Apparat zum Erproben von gelegten Hochspannungsleitungen. Das Problem des Versuchs solcher fertiger Leitungen ist ziemlich kompliziert. Sobald die Netzspannung 10000 Volt und die Länge der zu messenden Strecke bei Wechselstrom 1—2 km überschreiten, wird die Arbeit mit Hilfe eines einfachen, transportablen Transformators fast unmöglich infolge der großen Dimensionen desselben. Andererseits ist der viel leichter auszuführende Versuch mit hochgespanntem Gleichstrom ohne sonderliche Bedeutung, denn wir kennen nicht die Relationen, die zwischen einem disruptiven Gleichstrom und Wechselstrompotential bestehen können.

Mit dem genannten Apparat, der von A. Leauté erfunden ist, kann man das Erproben leicht mit Wechselstrom ausführen. Sei E die zwischen zwei Punkten A und B der Leitung (Fig. 7) herrschende Spannung, und vergleicht man das Kabel mit einem Kondensator, dessen Armaturen C und D mit den zwei Punkten A und B durch eine Spule β von der Selbstinduktion L und dem Widerstande R verbunden ist, und sei

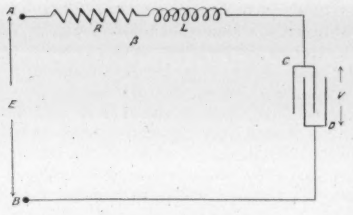


Fig. 7.

ω die Pulsation des Stroms, so ist bekannt, daß die Potentialdifferenz zwischen C und D den Wert hat,

$$V = \frac{E}{C\omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}.$$

V ist Maximum, wenn $\omega^2 LC = 1$, und nimmt dann den Wert $E\frac{\omega L}{R}$ an. Wenn man daher eine solche Spule β einschaltet, daß $\frac{\omega L}{R} = 2$ wird, so wird dem Kabel eine Spannung erteilt, die das Doppelte der Netzspannung ist, ohne daß man den Gebrauch eines Transformators nötig hat. Durch eine einfache Rechnung läßt sich zeigen, daß die Dimensionen einer solchen Spule bedeutend kleiner sind als die des Transformators, den sie ersetzt. Die Fig. 8 und 8a

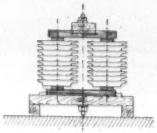


Fig. 8.

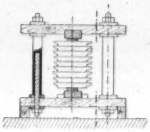


Fig. 8a.

geben diese Spulen an, welche demontierbar und leicht zu transportieren sind. Sie sind mit einem Regulierapparat versehen, mit dessen Hilfe man die Selbstinduktion variieren und die Punkte der Resonanz bestimmen kann, ohne einen Unterbrecher betreiben zu müssen.

Das Spektrometer für Infrarot von Professor Féry (Beaudouin, Konstrukteur) ist zu Studien im infraroten Spektrum bestimmt und auf demselben Prinzip basiert, wie der Spektrograph desselben Autors, der dort als einziges optisches System ein Prisma mit gekrümmten Flächen benutzt. Hier ist dieses Prisma aus Flußspat, und die von ihm gebrochenen Strahlen fallen auf einen Spiegel, der mit Hilfe einer mikrometrischen Anordnung beweglich, und dessen Stellung sehr genau ermittelbar ist. Die vom Spiegel reflektierten Strahlen gelangen auf die Lötstelle eines Mikroradiometers. Durch Verschiebung des Spiegels kann man nacheinander die verschiedenen vom Flußspatprisma gelieferten Regionen des Spektrums untersuchen.

In dem binokularen stereoskopischen Mikroskop mit einem Objektiv von Nachet erhält man Bilder in Relief, deren Vergrößerung bis zum 450fachen des Diameters geht, wogegen die gewöhnlichen binokularen Mikroskope mit Zwillingsobjektiven, die denselben Punkt des Präparats beobachten, bei der Schwierigkeit, die zwei Objektive frontal anzuordnen, nur Vergrößerungen bis zum 80fachen Durchmesser erreichen lassen.

Die vom Objektiv kommenden Lichtbündel des neuen Apparats werden durch die Prismen p_1 und p_2 (Fig. 9) in zwei symmetrische Teile

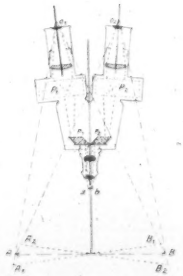


Fig. 9.

gespalten und dann durch die Prismen P_1 und P_2 wieder gerade gerichtet. Der Beobachter sieht ein Reliefbild, das durch Fusion der beiden Bilder A_1B_1 und A_2B_2 des Objekts AB entsteht. Wie bei allen stereoskopischen Apparaten muß die Distanz der Okulare der Augendistanz des Beobachters gleich sein, was durch einfache Regelung der gleichrichtenden Prismen P_1 und P_2 erreicht wird. Der stereoskopische Effekt ist vollkommen unbestreitbar, wiewohl er in Widerspruch mit den gewöhnlich zugelassenen Theorien zu stehen scheint. Diese Tatsache scheint die von Quidor (Ann. de Chim. et de Phys. 1910) formulierten stereoskopischen Prinzipien zu bestätigen.

Verschiedene Apparate.

Pilon stellte eine vereinfachte automatische Quecksilberpumpe von P. Klein aus. Diese

Pumpe, Fig. 10, besteht aus Glas und besitzt einerseits die Evakuierungsöffnung V und auf der anderen Seite einen Kautschukstopfen B, der von einem Metallgehäuse durchsetzt ist, das dem Schwimmer F zur Führung dient. Die Evakuierungsöffnung V ist mit dem Rückschlagventil R und dem Entleerungsventil E für die Gase versehen. Beide Ventile sind aus schwer oxydierbarem, für Quecksilber nicht angreifbarem Metall hergestellt. Das Rohr a wird, ohne daß es nötig ist, ein Trockenmittel einzuschalten, mit einer Wassersaugpumpe oder irgendeiner Maschine verbunden, die ein beiläufiges Vakuum zu geben imstande ist.

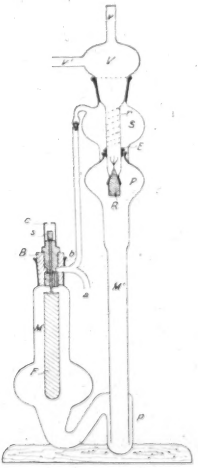


Fig. 10.

Um die Pumpe in Gang zu setzen oder abzustellen, hat man nur diese grobe Saugpumpe entsprechend zu handhaben. Wenn die Saugpumpe arbeitet, steigt und fällt das Quecksilber in der Kugel P, was durch das Spiel des Schwimmers F veranlaßt wird, der den Raum M mit der Saugpumpe in Verbindung setzt. Wenn das Quecksilber fällt, saugt es die Gase des zu entleerenden Raums durch v an; wenn es steigt, drängt es sie in die Kugel S und von hier in die Saugpumpe. Wird diese abgestellt, so nimmt binnen einiger Minuten das Quecksilber in M und M' dasselbe Niveau ein, und das Rückschlagventil R, das infolge einer mit Quecksilber gefüllten Einkerbung gasdicht ist, hindert den Lufteintritt in den geleerten Raum.

Diese Pumpe besitzt 40 cm Höhe und ist in der Lage, einen Raum von einem Liter binnen 30 Minuten von Atmosphärendruck auf $^1/_{100}$ mm zu entleeren. Sie benötigt etwa 150 cm^3 Quecksilber und ist von robuster Konstruktion.

Das Anemometer von Richard, das den sonstigen Instrumenten dieser Art ähnlich ist, setzt den Anker einer kleinen magnetelektrischen Maschine in Drehung und liefert so eine seiner Geschwindigkeit proportionale elektromotorische Kraft. Der Anker selbst ist auf ein registrierendes Galvanometer geschlossen, das in einfacher Weise die in jedem Augenblicke herrschende Geschwindigkeit des Anemometers verzeichnet.

Die Chronographen von Richard sind bestimmt, mit Wechselstrom zu funktionieren. Die gewöhnlichen Modelle mit Elektromagneten, die man mit Gleichstrom betreibt, sind infolge der Schläge, die der Elektromagnet bei Wechselstrom erleidet, nicht für diesen anwendbar. Hier wird eine thermoelektrische Anordnung benutzt, die auch dazu dienen kann, irgendeine Erscheinung aufzuzeichnen.

Siemens & Halske stellten einen Demonstrationsapparat für das Prinzip der Resonanz nach Frahm aus. Er ist ein desequilibriertes Gyroskop, das die Vibrationen einer Achse mit Hilfe von Vibrationslamellen in Evidenz setzt, die so geregelt sind, daß sie gegebene Eigenperioden besitzen. Die Lamellen treten in Resonanz, wenn die Rotationsgeschwindigkeit die Vibrationen erzeugt, für welche sie abgestimmt sind.

Dieselbe Firma erzeugt auf der Resonanzerscheinung beruhende Anzeiger der Geschwindigkeit, welche man auf die Maschinen einfach daraufsetzt. Die Tourenzahl wird direkt auf einem Zifferblatt abgelesen, vor welchem die abgestimmten Lamellen vibrieren.

Das Toximeter von Guasco ist bestimmt, das Vorhandensein von Kohlenoxyd in Luft nachzuweisen. Dazu wird die Eigenschaft des Platinmohrs benutzt, Gase und besonders Kohlenoxyd unter Temperaturerhöhung zu adsorbieren. Der Nachweis geringer Mengen dieses Gases ist übrigens sehr schwierig und kann nur mit einer Differentialmethode genau ausgeführt werden.

Der Apparat besteht aus einem U-Rohr, dessen einer Arm einen Glas-, der andere einen kleinen Platinballon trägt, welche beide in einem Gehäuse eingeschlossen sind, die sie vor dem direkten Kontakt mit der Atmosphäre schützen. Die Luft dringt durch eine poröse Wand in das Gehäuse ein. Das sichtbare U-Rohr ist zu einem Drittel seiner Höhe mit einer gefärbten Flüssigkeit gefüllt. Die Gegenwart von $^1/_{10\,000}$

von Kohlenoxyd veranlaßt eine deutlich wahrnehmbare Verschiebung der Flüssigkeitshöhen. Indem man die gefärbte Flüssigkeit in dem U-Rohr durch Quecksilber ersetzt und einen Platinkontakt an der erhaltenen Eichstelle anbringt, erhält man einen Warner, der ein elektrisches Läutewerk in Bewegung setzt.

(Eingegangen 20. Mai 1913.)

BESPRECHUNGEN.

M. Planck, Vorlesungen über Thermodynamik. gr. 8. 3. Auflage 1911. 4. Auflage 1913. VIII u. 288 S. Leipzig, Veit & Comp. geb. M. 7,50

Die Klarheit und Eleganz der Darstellung haben schon lange diese Vorlesungen Plancks zu dem verbreitetsten Lehrbuch der Thermodynamik gemacht. In der neuen 3. Auflage sind diese Vorzüge durch eine sorgfältige Überarbeitung, durch Einfügung einer Anzahl von neuen Erläuterungen und Zusätzen noch gesteigert; von solchen hebt der Autor selbst hervor das Gesetz der übereinstimmenden Zustände, die Definition des Molekulargewichts, den Beweis des zweiten Hauptsatzes, die charakteristische thermodynamische Funktion, die Theorie des Joule-Thomson-Effekts, die Verdampfung von Flüssigkeitsgemischen.

Eine wesentliche Erweiterung aber gegenüber den früheren Auflagen bildet ein Kapitel über das neue Wärmetheorem von Nernst, das als neues thermodynamisches Prinzip mehr und mehr an Bedeutung gewinnt. Die Plancksche Formulierung des Theorems weicht von der von Nernst gegebenen etwas ab und ist noch allgemeiner und weitergehend. Während nach der Nernstschen Formulierung die Differenz der Entropie eines Körpers in zwei verschiedenen Modifikationen gleich null ist, formuliert Planck das Nernstsche Theorem so: „Beim Nullpunkt der absoluten Temperatur besitzt die Entropie eines jeden chemisch homogenen festen oder flüssigen Körpers den Wert Null".

Die neue Belebung, die das Studium der Thermodynamik durch das neue Prinzip gefunden hat, wie die Beliebtheit der klaren Darstellung des Planckschen Buches zeigt die innerhalb Jahresfrist erforderlich gewordene neue 4. Auflage, die sich von der dritten bis auf die Korrektur einiger Druckfehler und Ungenauigkeiten nicht unterscheidet. F. Krüger.

E. Cohen, Jacobus Henricus van't Hoff, sein Leben und Wirken. gr. 8. XV u. 638 S. mit 90 Abbildungen u. 2 Bildnissen. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1912. Geb. M. 16.—

Eine ausführliche, von warmer Verehrung für den Freund und Meister getragene Schilderung des Entwickelungsganges und Wirkens dieses überragenden Geistes bietet das Buch. Neben der wissenschaftlichen Würdigung findet die menschliche Individualität eine eingehende Darstellung, die für eine so typisch geniale Persönlichkeit von besonderem Interesse ist. Das Buch schildert in anregendster Form die Lehr- und Wanderjahre in Delft, Leiden, Bonn und Paris, dann die Zeit der größten schöpferischen Tätigkeit in Amsterdam und schließlich die Berliner Zeit. Der große Chemiker erscheint hier menschlich als eine liebenswürdige, bescheidene Persönlichkeit von starker künstlerischer Veranlagung. Die gewaltige Kraft seiner Phantasie, die die verwirrende Fülle der Tatsachen zu einfachen Gesetzen zusammenschloß, tritt aus der Darstellung hervor neben der Tiefe und Klarheit seines logischen Erkennens und Schließens. Aber nicht nur als den großen Theoretiker der Chemie, der die Stereochemie und die Theorie der Lösungen geschaffen, der die Gesetze der Thermodynamik auf die chemischen Gleichgewichte angewandt und die Kinetik weitgehend geklärt hat, lernen wir van't Hoff kennen, sondern auch auch als geschickten, erfindungsreichen Experimentator, der mit unermüdlicher Ausdauer ein experimentelles Problem, die Bildungsverhältnisse der ozeanischen Salzablagerungen, in vieljähriger Arbeit durcharbeitet und klärt. Gerade im letzten Jahrzehnt seines Lebens in Berlin überwiegt diese Art der Tätigkeit, da die Zeit der großen theoretischen Arbeiten vorüber zu sein scheint. Daß dies aber weniger eine geistige Erschöpfung bedeutete, als in den wissenschaftlichen Verhältnissen begründet war, daß van't Hoff sich vielmehr mit neuen, weit ausschauenden Plänen trug, zeigen seine letzten kurzen Arbeiten, in denen er sich einem neuen Gebiete, der Wirksamkeit der Enzyme, einem Grenzgebiet zwischen Chemie und Biologie, zuwandte. Um so schmerzlicher erscheint daher die Tatsache, daß er in völliger geistiger Schaffenskraft schon so verhältnismäßig früh uns entrissen wurde. Seinem Andenken bildet dies Buch ein würdiges Denkmal. F. Krüger.

J. H. van't Hoff, Untersuchungen über die Bildungsverhältnisse der ozeanischen Salzablagerungen insbesondere des Staßfurter Salzlagers. Herausgegeben von H. Precht und E. Cohen. gr. 8. XX u. 374 S. m. 39 Abbildungen u. 8 Tafeln. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1912. Geb. M. 17,50

Das Buch ist ein Abdruck der 52 Abhandlungen van't Hoffs und seiner Mitarbeiter, die er vom Jahre 1897 bis 1908, über die Bildung der ozeanischen Salzablagerungen in den Sitzungsberichten der Kgl. Preußischen Akademie der Wissenschaften veröffentlicht hat. Die Neuherausgabe bezweckt, diese wichtigen Originalabhandlungen leichter zugänglich zu machen. Zwar hat van't Hoff in zwei kleinen Monographien, die 1905 und 1909 bei Vieweg & Sohn in Braunschweig erschienen sind, seine Arbeiten zusammenfassend dargestellt. Sie können aber natürlich nicht die Originalabhandlungen völlig ersetzen.

Die Bedeutung dieser Arbeiten braucht hier nicht hervorgehoben zu werden; sie stellen die größte Experimentalarbeit van't Hoffs dar, welche für viele geologische Fragen grundlegend und auch für die Industrie mehr und mehr von Wichtigkeit geworden ist.

Die Weiterführung dieser Untersuchungen, welche van't Hoff selbst im Jahre 1908 abschloß, hat der Verband zur wissenschaftlichen Erforschung der deutschen Kalisalzlagerstätten übernommen, der im Jahre 1905 von van't Hoff, Precht und Rinne begründet wurde.

Der Sammlung ist vorangestellt die in der Berliner Akademie gehaltene Gedächtnisrede Emil Fischers auf van't Hoff. F. Krüger.

Wissenschaftliche Abhandlungen der Kaiserlichen Normal-Eichungskommission (Fortsetzung der „Metronomischen Beiträge"). VIII. Heft. kl. Folio. VIII u. 196 S. Mit 42 in den Text gedruckten Figuren. Berlin, Julius Springer. 1912. M. 9.—

Von den im vorliegenden Heft enthaltenen 7 Abhandlungen beziehen sich die meisten auf Untersuchungen, die in der Normal-Eichungskommission über die thermische Ausdehnung von Maßstäben und Materialien ausgeführt sind.

1. Zur Bestimmung der Ausdehnung von Materialien am Abbe-Fizeauschen Dilatometer. Von Dr. W. Bein. Die Versuchsanordnung ähnelt in vieler Hinsicht derjenigen, die in der Reichsanstalt zum gleichen Zwecke benutzt wurde. Als Normalkörper diente ein ringförmiger Körper aus kristallinischem Quarz, senkrecht zur Achse geschliffen. Er wurde in der Interferenzkammer durch diese umspülenden Dampf erhitzt; als dampfliefernde Flüssigkeiten wurden Äther (34°), Methylal (42°), Azeton (56°), Methylalkohol (64°), Äthylalkohol (78°), Benzol (80°) und Wasser (100°) benutzt. Die Temperaturen in der Temperierungskammer wurden durch Quecksilber-Stabthermometer gemessen. Von den gewonnenen Beobachtungsresultaten ist besonders bemerkenswert, daß die Ausdehnung des Quarzringes wesentlich die gleiche war, wie sie im Bureau international und in der Reichsanstalt an anderen Körpern aus kristallinischem Quarz bereits früher gefunden wurde. Weitere Messungen wurden an verschiedenen Stahl- (Ausdehnung bei Zimmertemperatur zwischen 10.4 und 11,7 μ pro m und Grad) und Nickelstahlproben, letztere deutschen und französischen Ursprungs, sowie an einigen Bronze- und Messingproben ausgeführt. Besondere Beachtung wurde dem Einfluß der Temperung oder wie man auch sagt, der künstlichen Alterung gewidmet. Bei den französischen Nickelstahlen zeigte sich z. B. deutlich, daß ihre Ausdehnung um so konstanter wurde, je öfter die Erwärmung vorgenommen war, je weiter also die Temperung fortschritt.

2. Über die Ausdehnung von gehärteten und ungehärteten Stahlkörpern. Von Dr. W. Block. In dieser Arbeit werden nach der von Bein ausgebildeten Methode eine Reihe von Stahlkörpern aus schwedischem Tiegelstahl normaler Zusammensetzung (Endmaßnormale von C. P. Johannesson) teils im ungehärteten, teils im gehärteten Zustande auf ihre thermische Ausdehnung zwischen Zimmertemperatur und 100° untersucht. Verfasser erhielt als Mittelwert der Ausdehnung für die gehärteten Maße bei 20° 12,76 μ/m, für die ungehärteten 10,50 μ/m. Die Ausdehnung des gehärteten Stahls ist also erheblich größer als die des ungehärteten. Die gewöhnlich für Stahl gefundene Ausdehnung liegt zwischen beiden Werten.

3. Über die Bestimmung der thermischen Ausdehnung von festen Körpern mittels der Spiegelmethode und über einige dabei erhaltene Resultate. Von Dr. W. Block. Es wird über Versuche berichtet, welche in den letzten Jahren in der Normal-Eichungskommission angestellt wurden, um die Spiegelmethode für Ausdehnungsmessungen namentlich an mittellangen Probestäben dienstbar zu machen. Am meisten geeignet hat sich bisher die Methode der Doppelschneide erwiesen, für welche der Verfasser die Rechnungsformeln angibt und nach welcher er einige Messungen an Leichtmetallen (mit 89 bzw. 93 und 94 Proz. Aluminium) zwischen Zimmertemperatur und etwa 35° ausgeführt hat.

4. Der große Komparator der Kaiserlichen Normal-Eichungskommission. Von Dr. W. Kösters. Der neue von Wahnschaff begonnene und von H. Heele beendete Komparator unterscheidet sich hauptsächlich dadurch von dem älteren Repsoldschen der Normal-Eichungskommission, daß die Mikroskope fest und die Stäbe beweglich sind. Es fallen damit alle jene Störungen fort, die durch Veränderung der Lage der Mikroskope gegeneinander infolge ungeeigneter Führung und Verbiegung ihres Trägers bei dem Übergang von einem Stab zum anderen hervorgerufen werden. Bei dem neuen Komparator befindet sich ferner die Temperierungsvorrichtung, die Heizung, innerhalb der Tröge. Außerdem enthält der neue Komparator eine photographische Einrichtung zur Aufnahme der Längendifferenzen. Die komparatorischen Anordnungen dienen zur Vergleichung von Einmeter- und Viermeterstäben.

5. Untersuchungen am Besselschen Basismeßapparat. Von Dr. P. Thomas. Die erste wichtigere Anwendung des neuen Komparators bestand in einer eingehenden Untersuchung des Besselschen Basismeßapparates, der seit 1834 von der Kgl. Preuß. Landesaufnahme zur Messung der Grundlinien der Landes-Triangulation benutzt wird. Er besteht im wesentlichen aus vier, je 2 Toisen (3,898 m) langen Eisenstangen mit schneidenförmigen Enden, die bei Benutzung unter Zwischenlegung von Glaskeilen aneinandergesetzt werden. In Verbindung hiermit stehen etwas kürzere Zinkstangen, die auf den Eisenstangen liegen und an einem Ende mit ihnen unverrückbar verbunden sind, am anderen Ende dagegen eine Schneide tragen, deren veränderlicher Abstand von einer auf der Eisenstange befestigten Gegenschneide durch Zwischenschieben eines Meßkeiles gemessen werden kann. Da die thermische Ausdehnung der Zinkstangen etwa dreimal so groß ist wie die der Eisenstangen, so kann man aus den Ablesungen am Meßkeil die Temperatur und daraus die Längen der Eisenstäbe ableiten. Die in der Normal-Eichungskommission ausgeführten Untersuchungen haben nun ergeben, daß die Temperaturbestimmungen der Stäbe infolge von thermischer Nachwirkung bei den Zinkstangen nicht eindeutig, sondern auch abhängig von vorangegangenen Temperaturverhältnissen sind. Die Berechnungen der mit dem Besselschen Basisapparat seit 1880 ausgeführten Basismessungen dürften infolge des Einflusses der thermischen Nachwirkung etwas zu große Längen ergeben haben.

6. Die Nachprüfung der Längenhauptnormale der Eichungsbehörden und die thermische Ausdehnung von Messing. Von Dr. G. F. K. Langbein. Die Maßstäbe haben sich gegen die letzten vor 30 bis 40 Jahren erfolgten Vergleichungen nicht systematisch geändert; die beobachteten Änderungen gehen nur wenig über + 2 μ. Die Ausdehnung der Stäbe wird durch eine quadratische Formel dargestellt.

7. Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Alkohol-Wassermischungen nach der Kapillarwellenmethode. Von Prof. Dr. Leo Grunmach. Über die angewandte Methode vergl. diese Zeitschr. 4, 26—32, 1902. Der Untersuchung wurden jetzt 9 Alkohol-Wassermischungen verschiedener,

von 90 bis zu 10 Proz. um je 10 Gewichtsprozente an Alkoholgehalt fortschreitender Konzentration unterworfen. Die Resultate sind im einzelnen mitgeteilt und werden mit Ergebnissen nach der Steighöhenmethode verglichen. Scheel.

L. Duparc u. A. Monnier, Traité de technique minéralogique et pétrographique. Deuxième partie, Tome I: Les méthodes chimiques qualitatives. gr. 8. XI u. 372 S. mit 117 Figuren u. 1 farbigen Tafel. Leipzig, Veit & Comp. 1913. M. 15.—

Der 1. Teil der „mineralogischen und petrographischen Technik", den L. Duparc zusammen mit F. Pearce 1907 herausgab, war der Kristalloptik und ihren Methoden gewidmet, der vorliegende 2. Teil behandelt die qualitative chemische Analyse; in Kürze soll ihm ein 3. Teil über die quantitative Analyse und deren graphische Darstellung folgen.

Der vorliegende Band schildert zunächst die Vorbereitung des Materials zur Analyse, dann die sog. mikrochemischen Reaktionen der wichtigsten Elemente auf trocknem und auf nassem Wege, wobei es bekanntlich meist auf die mikroskopische Untersuchung kristallisierter Reaktionsprodukte ankommt. Dann wird die Aufschließung der Mineralien und Gesteine zum Zwecke der systematischen qualitativen Analyse beschrieben, wobei auch Anweisungen zur Überwindung von allerlei Schwierigkeiten gegeben werden. Darauf folgen die einfachsten und erprobtesten Methoden der qualitativen Analyse; hier wird auch der Auffindung von geringfügigen Beimengungen seltener Elemente und deren gegenseitiger Trennung Rechnung getragen, auch manche Methode verbessert. Ein weiteres Kapitel behandelt sehr eingehend die ja in den letzten Jahren sehr vervollkommnete und selbst in der Industrie angewandte Spektroskopie, der eine große diagnostische Bedeutung beizulegen ist; auch die Identifizierung der auf verschiedenen Wegen erhaltenen Spektren wird hier behandelt. Daran schließen sich Methoden zur Ermittlung der Radioaktivität von Mineralien und Gesteinen.

Den Schluß bildet eine Wiedergabe der bekannten Tafeln von F. v. Kobell, die zur schnellen Bestimmung der häufigsten Mineralien mittels einiger einfacher chemischen Prüfungen dienen.

Johnson.

H. Brearly, The heat treatment of tool steel. An illustrated description of the physical changes and properties induced in tool steel by heating and cooling operations. With 73 illustrations. London, Longmans, Green and Co. 1911. 10.6 sh net.

Das vorliegende Werk wendet sich in erster Linie an diejenigen, welche sich mit der Verarbeitung von Werkzeugstahl beschäftigen. Die Darstellung des Stoffes ist dementsprechend derart gewählt worden, daß sie auch ohne theoretische Vorbildung leicht zu verstehen ist. Da der Verfasser selbst Gelegenheit hatte, in der Praxis das Verhalten der verschiedensten Stähle kennen zu lernen, so war es ihm möglich, durch Anführen einer großen Zahl von Beispielen das Buch auch für Spezialzwecke als Nachschlagewerk verwendbar zu machen. Die Einteilung des Buches zeigt folgende Kapitel: Struktur und Einteilung der Stähle. Bruch und Äußeres der Stähle. Das Schmieden von Werkzeugstählen. Das Ausglühen. Physikalische Veränderungen beim Erhitzen und Abkühlen. Das Härten. Das Anlassen und Richten. Die Härtung gewisser Werkzeuge. Fehlerhafte Werkzeuge. Härtungseinrichtungen. Pyrometer. Einsatzhärten. Legierte Stähle.

In einem Anhang werden noch kurz besprochen: überzogener Draht, Apparatur zur Aufnahme von Abkühlungskurven, Funkenanalyse und Geschichte der Stahlhärtung. Ferner sind einige Tabellen über die Umrechnung von Celsius- in Fahrenheitsgrade, von Zentimetern in Zoll, von Tonnen pro Quadratzoll in kg/qmm, Gewichtstabellen und endlich die Harkersche Tabelle über Schmelzpunkte zur Eichung der Thermoelemente aufgenommen.

Unter Berücksichtigung des Hauptzweckes, nämlich der Praxis Dienste zu leisten und demnach für Leute der Praxis verständlich zu sein, ist das Buch sehr gut geschrieben, die Darstellung übersichtlich und klar, so daß es in kürzester Zeit sich einen großen Freundeskreis erwerben wird. Goerens.

Paul Schulze, Lehrbuch der Physik für höhere Lehranstalten. Erster Teil. Unterstufe. gr. 8. VIII u. 162 S. mit 240 Fig. Bielefeld u. Leipzig, Velhagen & Klasing. 1912. M. 1.80

Das vorliegende Buch, das für den vorbereitenden Kursus bestimmt ist, ist meiner Ansicht nach durchaus zu empfehlen. Es zeichnet sich dadurch aus, daß die Definitionen und Endergebnisse in kurzer Form durch den Druck hervorgehoben sind, und daß graphische Darstellung mehrfach ausführlich verwandt wird. Entbehrt habe ich, wie schon in andern Büchern dieser Art, einen Abschnitt über strömende Flüssigkeiten und Gase. Folgende Einzelheiten sind mir bei der Durchsicht aufgefallen. Fig. 19 ist perspektivisch unmöglich; Fig. 71 nicht einwandfrei; Fig. 141 steht auf der Seite. Manche Figuren wie 137, 213 usw. sind sehr wenig schön. — Mit Sondenballons hat man am 5. IV. 1908 bei Brüssel eine Höhe von etwa 29 km erreicht. Zeppelin hat zylindrische Ballone in starrer Hülle. Statt Tastsinn ist bei Wärmeempfindung wohl besser Wärmesinn zu sagen.

Charlottenburg. Fr. A. Willers.

P. Janet, Allgemeine Elektrotechnik. Autor. deutsche Bearbeitung von F. Süchting und E. Riecke. I. Bd. Grundlagen und Gleichströme. Bearbeitet von F. Süchting. gr. 8. VI u. 269 S. m. 180 Fig. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1912. geh. M. 6.—, geb. M. 7.—

Janets „Allgemeine Elektrotechnik" ist ein durchaus originelles Werk und besitzt vor ähnlichen Büchern, die das gleiche Lehrziel verfolgen, manche Vorzüge. Dahin rechne ich vor allem den Umstand, daß es wirklich allgemeine Elektrotechnik bringt, und nicht, wie gewisse Lehrbücher der Elektrotechnik, sich auf die Betrachtung von Dynamomaschinen beschränkt. Das Lehrziel des Buches von Janet ist das folgende. Der Leser, bei dem die Kenntnis der physikalischen Grundlagen vorausgesetzt wird, soll vor allen Dingen lernen, diese

physikalischen Kenntnisse auf elektrotechnische Probleme anzuwenden. Man darf wohl sagen, daß dieses Ziel infolge der geschickten Auswahl des Stoffes und einer sehr lebendigen Darstellung auch erreicht wird. Die Anwendungsbeispiele werden aus allen Gebieten der praktischen Elektrotechnik entnommen; daß darunter die Maschinen eine wichtige Rolle spielen, liegt natürlich auf der Hand. Man muß anerkennen, daß Janet es versteht, überall das Wesentliche hervorzuheben, und man kann ihm nur beipflichten, wenn er die Behandlung von Konstruktionseinzelheiten und die genauere Betrachtung von Nebenerscheinungen durchweg den Spezialwerken überläßt.

Leider enthält das Buch auch eine Reihe kleiner Mängel. Von einem derartigen Werke ist wohl mit Recht zu verlangen, daß es sich einer korrekten Ausdrucksweise befleißige, und daß Erörterungen, die sich auf die physikalischen Grundlagen beziehen, nach Form und Inhalt einwandfrei seien. Dieser Forderung wird nicht überall genügt. Auf S. 7 werden z. B. die Begriffe Arbeit und Energie vermengt, es heißt da: „dieses Wesen wollen wir von jetzt an die Energie nennen; mechanische Arbeit und Bewegungsenergie sind zwei Formen dieses Wesens, . . .“ Auf S. 48 und 49 wird die „von einem Coulomb geleistete Arbeit“ eine „elektromotorische Kraft“ genannt. Auch andere sachliche Fehler sind mir beim Durchblättern des Buches aufgefallen. Auf S. 119 wird z. B. behauptet, daß die Telephonströme „bekanntlich vorzugsweise in den äußeren Schichten“ der Leitungen flössen, und daß man deshalb zweckmäßig Kupferdrähte mit einer Stahlseele für Telephonleitungen anwenden könne. Von dieser theoretisch ganz verfehlten Anordnung ist man bekanntlich auch in der Praxis längst abgekommen. Ein magnetisches Kraftlinienbild, bei welchem, wie in Fig. 111 (S. 167) die Induktionslinien die Eisenoberfläche z. T. unter spitzen Winkeln schneiden, sollte in einem wissenschaftlichen Werke nicht vorkommen. Auf S. 91 heißt es zwar mit Recht, daß man bei der Berechnung von scheinbaren Selbstinduktionskoeffizienten (in Stromkreisen mit Gegeninduktivität) sehr vorsichtig sein müsse; aber das zweite dort gegebene Beispiel ist trotzdem unrichtig durchgeführt (der Verfasser hat nämlich übersehen, daß bei streuungsloser Koppelung ein Teil des Stromes momentan verschwindet).

Der technische Inhalt entspricht nicht überall dem Stande der Neuzeit. So werden unter den Präzisionskondensatoren auf S. 115 die Luftkondensatoren nicht einmal erwähnt. Auf S. 163 werden als Beispiele für die magnetischen Verhältnisse in Dynamomaschinen lediglich Angaben über Maschinen mitgeteilt, die im Jahre 1886 bzw. 1896 gebaut worden sind. — Als Mangel wird der Benutzer der deutschen Ausgabe auch den Umstand empfinden, daß fast ausschließlich französische Literatur angeführt ist; z. T. sind es nicht einmal die Originalarbeiten. Hier wird der Herr Übersetzer bei einer Neuauflage noch manches bessern können.

Trotz diesen Mängeln besitzt das Buch, wie schon eingangs erwähnt, große, ihm eigentümliche Vorzüge, so daß es sich wohl auch bei uns seinen Platz erobern wird. K. W. Wagner.

W. Ostwald, Der energetische Imperativ. I. Reihe. gr. 8. IV u. 544 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1912. M. 9.60

Ostwald ist der Ansicht, daß sich der zweite Hauptsatz der Energetik auf sämtliches Geschehen, insbesondere auch auf die Gesamtheit der menschlichen Handlungen anwenden läßt, daß man die allgemeine Aufgabe alles menschlichen Tuns in dem kurzen Ausdruck zusammenfassen kann: Vergeude keine Energie, verwerte sie. Dieser, dem bekannten „kategorischen Imperativ“ Kants gegenübergestellte „energetische Imperativ“ ist ein „Naturgesetz, ..., das befolgt wird, so, wie man es begriffen hat, weil es überhaupt keine Möglichkeit außerhalb des Gesetzes gibt“, es ist das Zauberwort, das „jedem einzelnen Förderung, Erleichterung, Erfrischung und ganz allgemein Steigerung der Lebenstätigkeit zu bringen vermag“. Der energetische Imperativ ist auch das Leitmotiv, das sich durch die vielfachen kulturellen Bestrebungen Ostwalds zieht, das seiner Arbeit die Richtung gibt, die sich in zwei Rahmen vollzieht, im Monistenbunde und in der „Brücke“.

Der Monismus als Einheitslehre zielt auf eine allseitige Vereinheitlichung hin, sowohl in der Wissenschaft wie auch im Staat und in der Familie. Einheitlich sollen auch die Sprache, die Münzen werden, ja selbst die Formate von Schachteln, Kisten, Büchern usw. Derjenige aber, „welcher die einzelnen Produkte geistiger Arbeit zu einer harmonischen Einheit verbindet, ist der Mann, dessen unsere Zeit am dringendsten bedarf. Es ist nicht mehr der Entdecker und der Erfinder derjenige Mensch, der auf Erden am seltensten vorkommt, sondern vielmehr der Organisator“. So organisierte Ostwald die „Brücke“, ein „Institut für die Organisierung der geistigen Arbeit“.

In der Einleitung erzählt Ostwald zunächst, wie ihm ganz plötzlich der Gedanke kam: „Wie wär's, wenn die Energie ganz allein existierte, wenn die Materie nur ein sekundäres Produkt der Energie wäre?“ Diese plötzliche Erleuchtung brachte ihm „Wonnen und Herrlichkeiten“, er wurde nicht müde, „sein inneres Auge über die plötzlich aufgetanenen, unbegrenzt herrlichen und unbegrenzt weiten Fernen schweifen zu lassen“.

Die nunmehr folgenden 48 Artikel und Plaudereien philosophischen, pädagogischen, politischen und biographischen Inhalts werden in die folgenden, zu dem energetischen Imperativ in Beziehung stehenden Kapitel eingeteilt: Philosophie, Organisation und Internationalismus, Pazifismus, Unterrichtswesen, Biographie. Es würde zu weit führen, auf das „Für und Wider“ der verschiedenen, zum großen Teil ja schon durch die Tagesblätter bekannt gewordenen Anschauungen Ostwalds einzugehen, so interessant und so diskutabel sie oft sind. Hingewiesen sei auch noch auf das Kapitel „Pazifismus“. R. Lucas.

J. Bernstein, Elektrobiologie. Die Lehre von den elektrischen Vorgängen im Organismus auf moderner Grundlage dargestellt. 8. X, 215 S. m. 62 Abbildungen im Text. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1912. M. 6.—, geb. M. 6.80.

Der Verf. wünscht weiteren Kreisen der für physiologische Forschung sich interessierenden Leser, wie dem Mediziner, dem Physiker, Chemiker, Techniker und allen naturwissenschaftlich Gebildeten die Grundlagen der modernen Lehre von der Bioelektrizität (Elektrophysiologie) zur Kenntnis zu bringen. Dr. Heiberg.

P. Müller, Lehrbuch der technischen Physik. I. Teil: Mechanik. VIII u. 156 S. m. 144 Figuren. II. Teil: Wärmelehre. VI u. 118 S. m. 67 Figuren. III. Teil: Optik. VI u. 142 S. m. 130 Figuren u. 1 Tafel. Berlin, M. Krayn. 1912. Jeder Teil M. 2.50, kompl. M. 6.50.

Das „für den Gebrauch an technischen Mittelschulen und zum Selbststudium" geschriebene Buch ist, ohne überladen zu sein, von ziemlicher Vollständigkeit. Die Anordnung des Stoffes verrät den Techniker. So findet man im ersten Teil zuerst den Druck und viel später die Kraft erklärt. Dann folgen die elementaren Lehren der Dynamik, der Hydromechanik und der Molekularphysik sowie anhangsweise zwei Kapitel über das absolute Maßsystem und die Raum- und Zeitmessungen. Der zweite Teil bringt ganz in der üblichen Reihenfolge die Grundlehren der Wärme, der dritte die des Lichts und, in beschränktem Umfang, der strahlenden Energie überhaupt.

Dem Buche scheinen mancherlei Mängel anzuhaften, die sich in einer etwaigen zweiten Auflage leicht verbessern ließen, weshalb einige davon aufgeführt seien. So findet man in Teil I auf S. 4 eine Bemerkung, die darauf schließen ließe, daß der hydrostatische Druck eine Folge der Kompressibilität der Flüssigkeiten wäre. Folglich könnte man sich von ihm bei inkompressiblen, idealen Flüssigkeiten keine „Vorstellung" machen? — S. 3: „Die Bezeichnung g/qcm nennen wir die Dimension des Druckes"; dies ist zum mindesten ungenau ausgedrückt. Man vergleiche z. B. Chwolson, Lehrb. d. Physik, Bd. I, S. 254. — S. 34: „Aber auch die Gleichung $x \,.\, y = konst$ stellt eine Funktion zweiten Grades dar". (Eine Gleichung ist keine Funktion) . . . „Das erklärt sich so: Setzen wir $x = m \,.\, y$ (worin m eine variable Größe ist), so geht die Gleichung über in die Form: $m \,.\, y^2 = konst$, die ohne weiteres als vom zweiten Grade erkennbar ist." Welche Verwirrung muß so etwas in einem unverdorbenen jungen Kopf stiften! — Teil II, S. 1 wird behauptet: Wärme „ist" mechanische „Arbeitsleistung", statt: ist äquivalent mechanischer Arbeit. Auch vermißt man in diesem das „Wesen der Wärme" behandelnden Kapitel eine Definition der Begriffe Wärme und Temperatur. — Die Deutung der Radiometerwirkung, Teil II, S. 11, sollte nach einem guten Lehrbuch, etwa nach Chwolson, Bd. III, S. 280, richtig gestellt werden. — Beim Lindeschen Verfahren, Teil II, S. 89, fehlt zur Begründung gerade das Entscheidende: der Thomson-Joule-Effekt. — Bei der Darstellung des Huyghensschen Prinzips, Teil III, S. 9, fehlt dessen Verbesserung durch Fresnel, die jenes Prinzip seiner Willkürlichkeit entkleidet und erst anwendbar macht. — Die elastische Lichttheorie, Teil III, S. 11, sucht der Verfasser doch wohl nicht im Ernste aufrecht zu erhalten (vergl. etwa A. Brill, Vorl. zur Einf. in die Mechanik raumerfüllender Massen, 1903, S. 169). — Von mancherlei, fast allzu vielen, kleinen Ungenauigkeiten sei nur erwähnt, daß der Schöpfer der Elektronentheorie H. A. Lorentz und nicht Lorenz (Teil III, S. 10) ist.

Auch wäre erforderlich, daß der Stil da und dort mit mehr Sorgfalt behandelt würde. Erst dann könnte man dem Buch die Verbreitung wünschen, die es in verbesserter Form durch manchen anschaulich und modern geschriebenen Abschnitt (z. B. die klare Darstellung der Kreiselwirkung) sich verdienen würde. R. Grammel.

C. Breitfeld, Berechnung von Wechselstromfernleitungen. (Heft 17 der „Elektrotechnik in Einzeldarstellungen" herausgegeben von G. Benischke.) gr. 8. VIII u. 89 S. Mit 15 Fig. u. 2 Tafeln. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1912. geh. M. 4.—; geb. M. 4.60.

In dem vorliegenden Werke entwickelt der Verfasser die Theorie der Wechselstromleitungen für den eingeschwungenen Zustand, soweit sie für die Technik der Kraftübertragungen von Bedeutung ist, und erläutert die Anwendung der Formeln durch praktische Berechnungsbeispiele. Die in dem Buche angewandte Art der symbolischen Darstellung kann nicht als eine glückliche bezeichnet werden. Der Verfasser hat das wohl auch empfunden, da er in dem XI. Kapitel eine „Reelle Form der Lösung" mitteilt, die sich freilich auch nicht durch Übersichtlichkeit auszeichnet. Besser wäre es gewesen, wenn der Verfasser nach dem Vorgange Breisigs es versucht hätte, die komplexen Symbole durch Vektordiagramme zu veranschaulichen. Es ist erstaunlich, welch klare Einsicht sich auf diesem Wege in das der Anschauung sonst so schwer zugängliche Gebiet der Kabelphänomene gewinnen läßt. Zugleich ersieht man dann, daß sich mit der symbolischen Berechnungsmethode sehr wohl lebendige physikalische Vorstellungen verbinden lassen.

Auch im einzelnen läßt die Darstellung in dem Buche manches zu wünschen übrig. Auf Seite 4 z. B. erfährt der staunende Leser, daß ein System von zwei partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung in eine lineare Differentialgleichung übergeführt werden soll. (Wer denkt hier nicht an den Unterschied zwischen konkret und konkav?) Zur Erklärung des sogenannten Ferrantischen Phänomens (Spannungserhöhung am Ende einer kurzen Leitung) werden ganz unnötig lange und verwickelte Rechnungen angestellt. Auch an anderen Stellen würde durch Vereinfachung der mathematischen Entwicklungen die Darstellung an Übersichtlichkeit nur gewinnen. K. W. Wagner.

E. Leyst, Über erdmagnetische Ablenkungsbeobachtungen. gr. 8. 134 S. m. 14 Figuren. Moskau, J. V. Kouchnereff & Cie. 1910.

Der Titel vorliegender Arbeit wird dem Physiker nicht ohne weiteres verraten, daß ihr Inhalt auch für ihn lesenswerte Ergebnisse bringt; sie seien daher hier kurz angeführt. Das Hauptproblem ist dem Verfasser die Entwicklung der allgemeinen Formel für die gegenseitige Ablenkung zweier ganz in derselben Ebene liegender magnetischen Polpaare und deren explizite Darstellung bis zum vierten Gliede, da er zwischen den schon veröffentlichten Entwicklungen Unterschiede in den Werten einiger numerischer Konstanten fand. Die Zusammenstellung der so gefundenen Fehler ist allein schon von großem Werte.

Das physikalisch Interessanteste ist aber die kritische Entscheidung zwischen der Gaußischen Art und der Lamontischen Art, Ablenkungsbeobachtungen durchzuführen. Der einzige zulässige Weg, hier vorzugehen, ist der, daß man die Fehler-

betrachtung an Hand der allgemeinen Formel und nicht, wie seither stets geschehen, an Hand der betreffenden Spezialformel führt. Bei der Gaußischen Hauptlage findet sich so, daß die Fehler der Orientierung des ablenkenden Magneten gegen den Meridian erheblich in das Resultat eingehen, und daß schon allein die regelmäßig jeden Tag eintretenden natürlichen Variationen in der absoluten Richtung des magnetischen Meridianes die Orientierung derart verderben, daß die Spezialformeln der Gaußischen Hauptlage, für erdmagnetische Zwecke wenigstens, nicht mehr genügen. Bei den Lamontischen Lagen dagegen treten Fehler in der gegenseitigen Lagerung der Magnete erst in Korrektionen höherer Ordnung ein.

Auch die Lagen ohne gegenseitiges Drehmoment leitet der Verf. aus der allgemeinen Formel ab und kommt dabei auf das Gauß-Webersche graphische Berechnungsverfahren für die Fernwirkung eines Magneten und seine Korrektur nach Berücksichtigung der höheren Glieder und des weiteren auf das von Arrhenius eingeführte Gesetz der Abhängigkeit der erdmagnetischen Inklination von der geographischen Breite.

Die übrigen Darstellungen haben nurmehr Interesse für den erdmagnetisch arbeitenden Fachmann, hier aber auch ein recht erhebliches und bilden ein Glied in dem Bestreben, zu im strengen Sinne absoluten Messungen der Intensität des magnetischen Feldes der Erde zu kommen.

Nippoldt.

E. Wirz, Beitrag zur Theorie und Untersuchung der Ferrarismeßgeräte. gr. 8. IV u. 129 S. m. 48 Fig. Berlin, J. Springer. 1912. M. 4.—

Die theoretischen Entwicklungen, die in diesem Buche gegeben werden, sind im wesentlichen Teilen fast wörtlich aus dem Buche von Rüdenberg, Energie der Wirbelströme, Stuttgart 1906, übernommen. Die Ergebnisse der Theorie werden auf die besonderen bei den Meßgeräten gebräuchlichen Anordnungen übertragen, was, wie z. B. in dem Abschnitte über unsymmetrische Polanordnungen (S. 45 ff.) nicht immer einwandfrei ausgeführt wird. In dem letzten Teile des Buches werden Versuchsergebnisse mitgeteilt und mit den aus der Theorie abgeleiteten Beziehungen verglichen.

K. W. Wagner.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der deutschen Universität Prag Dr. Otto Morgenstern für Chemie, an der Universität Wien Dr. Paul Roth und Dr. R. Weitzenböck (bisher Honorardozent an der Technischen Hochschule Graz) für Mathematik, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Georg Gehlhoff für Physik (Dezember 1912, unliebsam verspätet).

Ernannt: Der a. o. Professor an der Böhmischen technischen Hochschule Brünn Dr. Augustin Semerad zum ord. Professor für niedere und höhere Geodäsie an derselben Hochschule, der etatmäßige Professor für Mechanik und flugtechnische Aerodynamik an der Technischen Hochschule Hannover Regierungsbaumeister Moritz Weber zu gleicher Stellung an der Technischen Hochschule Berlin, Dr. R. Cisotti zum a. o. Professor der mathematischen Physik an der Universität Pavia, der erste Assistent am Observatory Greenwich Dr. Arthur Stanley Eddington zum Professor der Astronomie an der Universität Cambridge, der erste Assistent am Cambridge Observatory Dr. A. R. Hinks zum Professor der Astronomie an der Universität London, der Kustos bei der Erdbeben-Hauptstation (Sternwarte) in München Dr. C. W. Lutz zum Observator dieses Instituts.

Verliehen: Dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Jena Dr. Robert Haußner und dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Rostock Kais. Russ. Staatsrat Dr. Otto Staude der Titel Geh. Hofrat, dem Honorardozenten für Chemie der Nahrungsmittel und praktische Photographie an der Technischen Hochschule Graz Dr. Franz Fuhrmann, sowie dem Dozenten für analytische und theoretische Chemie an der Bergakademie Berlin Dr. Hans Wölbling und dem Dozenten für Chemie an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Hermann Decker der Titel Professor, dem Sektionsvorstand an der Graphischen Lehr- und Versuchsanstalt in Wien Professor Eduard Valenta der Titel Regierungsrat, dem ord. Professor der anorganischen Chemie an der Bergakademie Berlin Dr. Alfred Stavenhagen der Titel Geh. Bergrat, dem Direktor des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam Dr. Karl Schwarzschild und dem ord. Professor für Chemie an der Tierärztlichen Hochschule Hannover Dr. Karl Arnold der Titel Geh. Regierungsrat.

Gestorben: Der Direktor der Scuola navale superiore in Venedig und Professor der Chemie daselbst Ottorino Luxardo, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Max Dittrich, der ord. Professor der Physik an der Columbia University in Newyork Dr. William Hallock (am 4. Mai), der ord. Professor der mechanischen Technologie an der Universität Manchester Dr. John T. Nicolson (am 27. Mai), der Privatdozent für angewandte Mechanik an der Universität St. Petersburg Professor Dr. Theophil Friesendorf (am 6. März), der ord. Professor der Mathematik am Civil Engineering College in Calcutta Dr. H. A. Peurhyn de Sadow-Pittard (am 27. Februar), der ord. Professor der Mathematik an der Rijks-Universiteit zu Groningen Dr. P. H. Schoute (am 18. April).

Angebote.

Physiker

mit abgeschlossener akademischer Bildung und mindestens einjähriger Assistententätigkeit für unser **elektrotechnisches Laboratorium** zum baldigen Eintritt gesucht.

Bewerbungen mit Lebenslauf, Gehaltsansprüchen und frühestem Eintrittstermin erbeten an

Felten & Guilleaume Carlswerk, Aktiengesellschaft
Mühlheim am Rhein.

Das Kuwert ist mit der Überschrift zu versehen: „Angebot für Physiker".

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

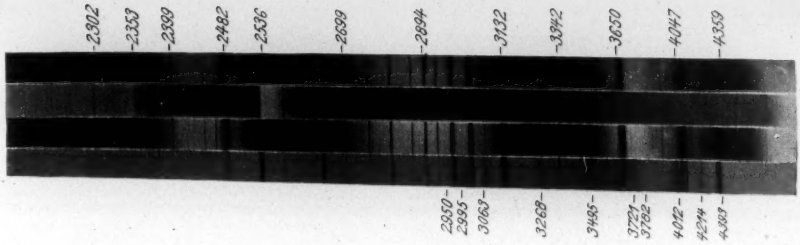


Fig. 1a.
Fig. 2.
Fig. 1b.
Fig. 3.

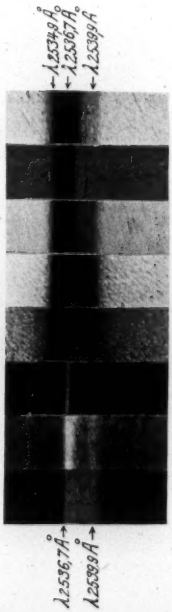


Fig. 4.
Fig. 5.
Fig. 6.
Fig. 7.
Fig. 8.
Emission

Fig. 9.
Fig. 10.
Fig. 11.
Absorption

J. Stark u. G. Wendt, Über verschiedene Bandenspektra des Quecksilbers; Zur Unterscheidung der Quecksilberlinien λ 2536,7 und 2345,5 Å von den Quecksilberbanden bei λ 2540 und 2346 Å.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.